

Forschungsbericht 2016-49

Entwicklung eines bodengebundenen Infrarotspektrometers für die zeitlich hochaufgelöste Beobachtung des OH-Leuchtens aus der Mesopausenregion

Carsten Schmidt

Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt
Deutsches Fernerkundungsdatenzentrum
Oberpfaffenhofen



DLR

Deutsches Zentrum
für Luft- und Raumfahrt



Herausgeber

Deutsches Zentrum
für Luft- und Raumfahrt e. V.
Bibliotheks- und
Informationswesen
D-51170 Köln
Porz-Wahnheide
Linder Höhe
D-51147 Köln

Telefon

(0 22 03) 6 01 - 44 44

Telefax

(0 22 03) 6 01 - 47 47

Als Manuskript gedruckt.
Abdruck oder sonstige Verwendung
nur nach Absprache mit dem DLR gestattet.

ISSN 1434-8454

OH Luftleuchten, mittlere Atmosphäre, Infrarotspektroskopie, Mesopausentemperatur, atmosphärische Schwerewellen, Infraschall, NIR/ SWIR, GRIPS

Carsten SCHMIDT

Deutsches Fernerkundungsdatenzentrum des DLR, Oberpfaffenhofen

Entwicklung eines bodengebundenen Infrarotspektrometers für die zeitlich hochaufgelöste Beobachtung des OH-Leuchtens aus der Mesopausenregion

Dissertation Universität Augsburg

DLR-Forschungsbericht 2016-49, 2016, 229 Seiten, 88 Bilder, 17 Tabellen, 139 Literaturstellen, 46,00 € zzgl. MwSt.

Die Erfassung des OH-Leuchtens aus der mittleren Atmosphäre bietet im Vergleich zu anderen Methoden eine einfache Möglichkeit, die Temperatur der Emissionsregion zu bestimmen. Neben der Erfassung langfristiger Temperaturänderungen im Kontext des Klimawandels erlauben die Messungen auch Rückschlüsse auf die Atmosphärendynamik auf kürzeren Zeitskalen.

Für die Beobachtung von sog. Infraschallwellen jedoch wird eine bisher nicht verfügbare zeitliche Auflösung im Bereich einiger Sekunden benötigt. Das im Rahmen dieser Studie entwickelte Infrarotspektrometer basiert auf einer thermoelektrisch gekühlten InGaAs-Photodiodenzeile und erreicht eine zeitliche Auflösung von bis zu fünf Sekunden.

Aufgrund ihrer besonderen Verlässlichkeit und der hohen Datenqualität wurden seit dem Beginn der ersten Messungen mit dem Prototyp GRIPS 5 (Ground-based Infrared P-branch Spectrometer) im Jahr 2008 mittlerweile zwölf weitere dieser Instrumente an verschiedenen Standorten in Europa in Betrieb genommen.

OH airglow, middle atmosphere, infrared spectroscopy, mesopause temperature, atmospheric gravity waves, infrasound, NIR/ SWIR, GRIPS (Published in German)

Carsten SCHMIDT

Deutsches Fernerkundungsdatenzentrum des DLR, Oberpfaffenhofen

Development of a ground-based infrared spectrometer for OH airglow observations of the mesopause region with high temporal resolution

Doctoral Thesis University of Augsburg

DLR-Forschungsbericht 2016-49, 2016, 229 pages, 88 figs., 17 tabs., 19 refs., 46.00 €

In comparison with other techniques observing the OH airglow of the middle atmosphere offers a rather simple method for estimating the temperature of the emitting region. In addition to recording long-term temperature changes in the context of climate change these measurements also allow for insights into atmospheric dynamics on shorter time scales.

However, for the observation of so-called infrasound waves a higher –not yet available - temporal resolution on the order of a few seconds is required. The infrared spectrometer developed within this study is based on a thermoelectrically cooled InGaAs focal plane array and achieves a temporal resolution of up to five seconds.

Due to their outstanding reliability and high data quality another twelve instruments have been put into operation at several locations in Europe since the beginning of observations with the prototype GRIPS 5 (ground-based infrared p-branch spectrometer) in 2008.

Forschungsbericht 2016-49

Entwicklung eines bodengebundenen Infrarotspektrometers für die zeitlich hochaufgelöste Beobachtung des OH-Leuchtens aus der Mesopausenregion

Carsten Schmidt

Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt
Deutsches Fernerkundungsdatenzentrum
Oberpfaffenhofen

229 Seiten
88 Bilder
17 Tabellen
139 Literaturstellen



DLR

Deutsches Zentrum
für Luft- und Raumfahrt

**Entwicklung eines bodengebundenen
Infrarotspektrometers für die zeitlich
hochaufgelöste Beobachtung des OH-Leuchtens
aus der Mesopausenregion**

Dissertation

zur Erlangung des akademischen Grades

Dr. rer. nat.

eingereicht an der

Mathematisch-Naturwissenschaftlichen-Technischen Fakultät

der Universität Augsburg

von

Carsten Schmidt

Augsburg, April 2016

angefertigt am

Deutschen Zentrum für Luft- und Raumfahrt

Oberpfaffenhofen



Gutachter:

Prof. Dr. Michael Bittner

Prof. Dr. Siegfried Horn

Tag der mündlichen Prüfung:

26. Juli 2016

Abstract

In comparison with other techniques observing the OH airglow of the middle atmosphere offers a rather simple method for estimating the temperature of the emitting region. In addition to recording long-term temperature changes in the context of climate change these measurements also allow for insights into atmospheric dynamics on shorter time scales.

Whereas planetary scale waves with periods of a few days to weeks as well as gravity waves with periods ranging from a few minutes to several hours have been studied for more than thirty years, the observation of so-called infrasound waves requires a higher - not yet available - temporal resolution on the order of a few seconds. The infrared spectrometer developed within this study is based on a thermoelectrically cooled InGaAs focal plane array and achieves a temporal resolution of up to five seconds in the observation of the OH(3-1) vibrational transition between $1.5\,\mu\text{m}$ and $1.6\,\mu\text{m}$. In order to reach the necessary signal-to-noise ratio a new fully automated data analysis scheme with special emphasis on the reduction of the high dark currents in InGaAs-detectors was established.

The progress concerning data quality not only allows for observations in the infrasonic frequency regime but also improves studies focusing on longer time scales. In this context a new method for estimating the vertical wavelength of gravity waves from small time shifts in the emission characteristics of different OH vibrational transitions is presented. Due to the high temporal resolution short gaps in cloud coverage can be exploited to derive nocturnal mean values for approximately eighty percent of all nights at mid-latitudes, which significantly improves the completeness of the respective data sets used for long-term studies.

Due to their outstanding reliability and high data quality another twelve instruments have been put into operation at several locations in Europe (and Antarctica) since the beginning of observations with the prototype GRIPS 5 (Ground-based Infrared P-branch Spectrometer) in 2008. The first years of observations at these stations indicate different long-term evolution of mesopause temperatures with a potential latitudinal dependence. Finally, new insights into the characteristics of atmospheric waves can be gained, when the same event is observed at different stations.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Das atmosphärische Leuchten	5
2.1	Intensität	6
2.2	Ursprung	8
2.3	Das OH-Leuchten	11
2.4	Temperaturberechnung	16
2.5	Genauigkeit der Temperaturbestimmung	22
2.6	Dynamik der Atmosphäre	62
3	Instrumente und Datenaufbereitung	73
3.1	Aufbau der neuen GRIPS-Spektrometer	76
3.2	Optische Eigenschaften und Kalibrationen	80
3.3	Dunkelstrom und Rauschen	92
3.4	Reguläres Beobachtungsprogramm	101
3.5	Standardisierte Spektrenauswertung	104
3.6	Einstinkoeffizienten und Termwerte	121
3.7	Vergleich verschiedener GRIPS Systeme	125
3.8	Vergleich mit LIDAR Systemen	134
4	Ergebnisse und Diskussion	139
4.1	GRIPS Beobachtungsmessnetz	139
4.2	Jahresgänge	139
4.3	Planetare Wellen	148
4.4	Nachtverläufe und Gezeiten	152
4.5	Langfristige Temperaturtrends	160
4.6	Vertikale Ausbreitung	168
4.7	Infraschall	178
5	Zusammenfassung	183
	Anhang	191
A.1	Iterationsverfahren	191

A.2	Wellenlängenkalibration	192
A.3	Apertur	194
A.4	Erläuterungen zu den Rohdatenformaten	195
A.5	Kombination der Daten aus OPN und UFS	201
A.6	Fotografien	202
Literaturverzeichnis		203
Danksagung		217

Abbildungsverzeichnis

2.1	Helligkeit diffuser Lichtquellen am Nachthimmel	7
2.2	Vertikale Einteilung der Atmosphäre	9
2.3	Das atmosphärische Leuchten in verschiedenen Spektralbereichen	12
2.4	Termschema nach Krassovsky et al. (1962)	14
2.5	Emissionshöhenprofile unterschiedlicher OH-Vibrationsniveaus . .	15
2.6	Die Überlagerung von OH(3-1)- und OH(4-2)-Vibrationszweig . .	18
2.7	OH-Spektrum zwischen 1500 nm und 1600 nm	19
2.8	Intensitätsverhältnisse als Funktion der Temperatur	21
2.9	Temperatursensitivität der Intensitätsverhältnisse	22
2.10	Temperaturabhängigkeit der Temperaturunsicherheit	23
2.11	Rotationstemperaturen für diverse denkbare Linienintensitäten . .	28
2.12	Verhalten des statistischen Fehlers in unterschiedlichen Situationen	30
2.13	Abhängigkeit der Rotationstemperatur von den Einsteinkoeffizienten	34
2.14	Vergleich unterschiedlicher Funktionen zur Korrektur der $P_1(4)$ -Linie	38
2.15	Auswirkung der $P_1(4)$ -Korrekturen auf die Rotationstemperatur .	39
2.16	Konvergenzverhalten der Korrekturverfahren für die $P_1(4)$ -Linie .	41
2.17	Einfluss künstlich erzeugter Hg-Emissionen auf das OH-Spektrum	43
2.18	Fallbeispiele gemessener Hg-Kontamination von OH-Spektren . .	45
2.19	Hg-Kontamination in der Nacht des 22./23.4.2013 in Tel Aviv . .	46
2.20	Atmosphärische Transmissivität gemäß HITRAN-2004	49
2.21	Einfluss von Wasser und Eis auf die atmosphärische Transmissivität	50
2.22	Degradation des OH-Spektrums bei wechselnder Bewölkung . . .	51
2.23	Typische Messnacht unter teilweise bewölkten Bedingungen . . .	53
2.24	Aus AVHRR-Aufnahmen abgeleitete Wolkensituation	54
2.25	Typische klare Messnacht mit starken atmosphärischen Wellen . .	57
2.26	Modellierung des OH-Spektrums während der Dämmerung	58
2.27	Während der Dämmerung gemessene OH-Spektren	59
2.28	Höhen- und Breitenabhängigkeit von Temperatur und Zonalwinden	63
2.29	Die verschiedenen Phasen einer Planetaren Welle	69
2.30	Jahresgang der Gezeitschwingungen im zonalen Wind	71
3.1	Aufbau der neu entwickelten GRIPS-Instrumente	77
3.2	Schema der Unterkonstruktion für die GRIPS Instrumente	78

3.3	Verwendung der Unterkonstruktion in der Praxis	79
3.4	Ein klimatisiertes Gehäuses für den Betrieb im Außenbereich . . .	81
3.5	Bestimmung des Überlapps einzelner Rotationslinien	82
3.6	Individuelle Instrumentenfunktionen unterschiedlicher Spektrometer	83
3.7	Relative spektrale Empfindlichkeit des GRIPS 6	87
3.8	Ausleuchtung der Photodiodenzeile des GRIPS 6	88
3.9	Maximal von den GRIPS-Instrumenten erfassbarer Spektralbereich	89
3.10	Akzeptanzbereiche der Spektrometer mit und ohne Parabolspiegel	90
3.11	Parallelmessung von GRIPS 16 und GRIPS 13	91
3.12	Dunkelstromverläufe über die Detektorzeile von GRIPS 6	94
3.13	Zeitlicher Verlauf des Dunkelstroms von GRIPS 6	95
3.14	Zeitlicher Verlauf des Dunkelstroms in klimatisierter Umgebung .	96
3.15	OH-Messungen in nicht-klimatisiertem Labor	98
3.16	OH-Messungen in kimatisiertem Labor	99
3.17	Zerlegung des Rohspektrums in Dunkelstrom und OH-Spektrum .	100
3.18	Rohdaten unterschiedlicher GRIPS Instrumente	105
3.19	Standardisierte Speicherstruktur	107
3.20	Filterung der GRIPS Spektren mittels Tiefpassfilter	111
3.21	Beurteilung der Qualität gemessener OH-Spektren	114
3.22	Parallelmessung von GRIPS 3 und GRIPS 5	118
3.23	Auswirkung unterschiedlicher Einstinkoeffizienten in der Praxis .	122
3.24	Einfluss der Korrekturverfahren bei hohen Rotationstemperaturen	123
3.25	Auswirkung unterschiedlicher Termwerte in der Praxis	124
3.26	Temperaturen vor und nach der Rekalibration von GRIPS 6 . . .	126
3.27	Vergleich der Nachtmittelwerte von GRIPS 6 und GRIPS 5	127
3.28	Vergleich der Nachtmittelwerte von GRIPS 6 und GRIPS 13 . . .	129
3.29	Vergleich von OH-Messungen in unterschiedlichen Messgeometrien	131
3.30	Messungen von GRIPS 7 und GRIPS 8 im Vergleich mit MSISE .	132
3.31	Erster Vergleich von GRIPS 9 und des Na-Lidars in ALOMAR . .	135
3.32	Vergleich zwischen GRIPS 12 und dem RMR-Lidar in OHP . . .	136
4.1	Karte der NDMC-Stationen in Europa	140
4.2	Jahresgänge der OH-Temperatur in hohen und niedrigen Breiten .	142
4.3	Mittlere Jahresgänge der OH-Temperatur in mittleren Breiten . .	143
4.4	Jahresgänge der OH-Temperatur in Oberpfaffenhofen	144
4.5	Änderung der Sommer- und Wintermittel für einzelne Stationen .	147
4.6	Residuen der Temperaturnachtmittelwerte in Oberpfaffenhofen . .	149
4.7	Standardabweichung der Temperaturresiduen in Oberpfaffenhofen	150
4.8	Temperaturresiduen an fünf Standorten in April/Mai 2013	151
4.9	Jahresgang der Temperatur in Oberpfaffenhofen und Catania . . .	154
4.10	Jahresgang der OH-Intensitäten in Oberpfaffenhofen und Catania	156
4.11	Mittlerer Temperaturverlauf in ALOMAR im Verlauf des Jahres .	158
4.12	Mittlerer Intensitätsverlauf in ALOMAR	159

4.13	Jahresmitteltemperatur in Abhängigkeit vom F10.7-Index	162
4.14	OH-Temperaturnachtsmittelwerte in Abhängigkeit vom F10.7-Index	163
4.15	Saisonaler Gang und langfristige Änderung der OH-Temperatur . .	165
4.16	Saisonaler Gang, langfristige Änderung und QBO	166
4.17	Verlauf der OH-Intensitäten am 21./22.1.2012 in ALOMAR	170
4.18	Na-Lidar-Profil am 21./22.1.2012 in ALOMAR	172
4.19	Vertikale Wellenlängen aus GRIPS-Daten und Lidarprofilen	173
4.20	Intensitätsverläufe von OH- und O ₂ -Leuchten	174
4.21	Jahresgang vertikaler Wellenlängen	177
4.22	Infraschallereignis in GRIPS 11 Daten	179
4.23	Potentiellles Infraschallsignal in GRIPS 13	181
A.1	Vergleich der Empfindlichkeit von GRIPS 13 und GRIPS 16	194
A.2	Residuen der Temperaturnachtsmittelwerte für OPN und UFS . . .	201
A.3	Fotos der Instrumente	202

Abkürzungsverzeichnis

ABA	NDMC-Station <i>Abastumani Astrophysical Observatory</i>
ALOMAR	Arctic Lidar Observatory for Middle Atmosphere Research
ALR	NDMC-Station <i>ALOMAR</i>
APOLLO	AVHRR Processing scheme Over cLOUDs, Land and Ocean
AVHRR	Advanced Very High Resolution Radiometer
CAT	NDMC-Station <i>Catania</i>
CCD	Charge Coupled Device
DFD	Deutsches Fernerkundungsdatenzentrum
DIN	Deutsches Institut für Normung
DWD	Deutscher Wetterdienst
ENVISAT	Environmental Satellite
FASCOD2	Fast Atmosphere Signature Code 2
GRIPS	GRound-based Infrared P-branch Spectrometer
HITRAN	High-Resolution Transmission molecular absorption database
ISO	International Organization for Standardization
MSISE	Mass-Spectrometer-Incoherent-Scatter (model), Version „E“
NDMC	Network for the Detection of Mesospheric Change
NOAA	National Oceanic and Atmospheric Administration
OHP	NDMC-Station <i>Observatoire de Haute-Provence</i>
OPN	NDMC-Station <i>Oberpfaffenhofen</i>

QBO	Quasi-Biennale Oszillation
RMR-Lidar	Rayleigh-Mie-Raman-Light detection and ranging
SABER	Sounding of the Atmosphere using Broadband Emission Radiometry
SCIAMACHY	SCanning Imaging Absorption SpectroMeter for Atmospheric CHartographY
TANGOO	Tilting-filter spectrometer for Atmospheric Nocturnal Ground-based Oxygen & hydrOxyl emission measurements
TAV	NDMC-Station <i>Tel Aviv University</i>
TIMED	Thermosphere Ionosphere Mesosphere Energetics Dynamics
UARS	Upper Atmosphere Research Satellite
UFS	NDMC-Station <i>Umweltforschungsstation „Schneefernerhaus“</i>
WDC-RSAT	World Data Center for Remote Sensing of the Atmosphere
WINDII	Wind Imaging Interferometer
WUP	NDMC-Station <i>Wuppertal</i>

Kapitel 1

Einleitung

Bei der Erforschung der Mittleren Atmosphäre kommt der Beobachtung unterschiedlicher Leuchterscheinungen am Nachthimmel seit jeher eine große Bedeutung zu. Die ersten systematischen Beobachtungen dieses Luftleuchtens datieren auf das frühe 20. Jahrhundert, beschränken sich aber auf die sichtbaren Emissionen des atomaren Sauerstoffs und Natriums (z.B. Chapman (1930)). Schon Ende der 1920er Jahre ist dabei bekannt, dass die Intensitäten dieser Emissionen auf Zeitskalen mehrerer Tage Schwankungen von einer Größenordnung unterliegen können (Lord Rayleigh (1931)). Diese Variationen werden vor allem durch die atmosphärische Dynamik hervorgerufen und dienen heute dem Studium atmosphärischer Wellen auf Zeitskalen von wenigen Sekunden bis hin zu vielen Jahren.

Spektrometer, Radiometer und Kameras stellen daher wichtige Messsysteme dar, mit denen Erkenntnisse über die Atmosphäre in der Emissionshöhe gewonnen werden. Die Entdeckung des Hydroxyl-Leuchtens durch A. B. Meinel im Jahr 1948 läutete eine neue Ära in der systematischen Erforschung dieser Phänomene ein. Denn das Hydroxyl (OH) ist die bedeutendste Spezies leuchtender Substanzen in der Atmosphäre und sein Spektrum bietet im Vergleich zu anderen Messungen eine einfache Möglichkeit, die Temperatur der Emissionsregion zu bestimmen (Meinel (1948), Meinel (1950d), Meinel (1950c)). Durch raketengetragene Messinstrumente konnte geklärt werden, dass die OH-Emission zusammen mit der Mehrheit der anderen Emissionen aus einer Höhe zwischen etwa 80 km und 100 km stammt. Bei dieser sog. Mesopausenregion handelt es sich um den kältesten Bereich der Atmosphäre am Übergang zwischen Mesosphäre und Thermosphäre. Sie zeichnet sich nicht nur durch besonders tiefe Temperaturen aus, sondern auch dadurch dass die Temperaturen im Sommer niedriger sind als im Winter. Diese Tatsache kann nur durch meridionale Austauschprozesse erklärt werden, deren Entdeckung das Verständnis der Mittleren Atmosphäre grundlegend erweitert hat.

Spätestens Ende der 1960er Jahre setzt die auf Langzeitbeobachtungen ausgerichtete Erforschung des OH-Leuchtens ein (z.B. Shefov (1969)). Und seit Roble and Dickinson (1989) eine langfristige Abkühlung von Stratosphäre und Me-

sosphäre voraussagten, haben viele Studien die Identifikation langfristiger Änderungen der Temperatur in der Mesopausenregion zum Gegenstand gehabt. Bereits die heutigen niedrigen Temperaturen in der Mesosphäre lassen sich auf die Abgabe infraroter Strahlung in den Weltraum zurückführen, die hauptsächlich durch CO_2 verursacht wird. Eine Zunahme der CO_2 -Konzentration müsste demnach eine verstärkte Abkühlung zur Folge haben, die aufgrund der geringeren Luftdichte in der Mesopausenregion um ein Vielfaches schneller verlaufen sollte als am Erdboden. Aufgrund der Rückkopplung mit der atmosphärischen Dynamik existieren jedoch große Unsicherheiten, wie stark diese Änderung letztlich ausfällt. So sagen Cnossen et al. (2009) bei einer Änderung der CO_2 -Konzentration von 40 ppm für die Mesopause eine Temperaturänderung von $-1,7\text{ K}$ bis $+0,9\text{ K}$ voraus. Die Unsicherheit ergibt sich dabei hauptsächlich aus der ungenügend quantifizierten Wechselwirkung der großskaligen (globalen) Zirkulation mit atmosphärischen Schwerewellen.

Beig et al. (2003) und Beig (2011) geben eine ausführliche Übersicht über Trendstudien und die Details der zugrunde liegenden Analysen. Die beobachteten Werte langfristiger Trends in der Mesopause reichen dabei von $-10,8\text{ K/Dekade}$ bei 23° S bis $+3\text{ K/Dekade}$ bei $56,9^\circ\text{ N}$ (Clemesha et al. (2004), Espy and Stegman (2002)). Die Identifikation von Trends in den jeweiligen Datensätzen stellt jedoch eine anspruchsvolle Aufgabe dar, auch weil einige der verwendeten Zeitreihen signifikante Lücken aufweisen oder im Laufe der Jahrzehnte Beobachtungsparameter bzw. Instrumente geändert wurden. Die wahrscheinlich längste konsistente Zeitreihe aus OH-Beobachtungen, die für Trendanalysen zur Verfügung steht, beruht auf Messungen des OH(3-1)-Vibrationsübergangs, die seit 1980 mit den Instrumenten GRIPS 1 und GRIPS 2 von der Universität Wuppertal ($51,3^\circ\text{ N}$, $7,2^\circ\text{ O}$) durchgeführt werden (s. Offermann et al. (2010), Bittner et al. (2002)). Nicht zuletzt die Bemühungen, ein besseres Verständnis der globalen Änderungen zu erreichen, führten im Jahr 2007 zur Gründung des *Network for the Detection of Mesospheric Change* (NDMC). Angestrebt wird im NDMC dabei sowohl die Standardisierung von Analysemethoden als auch die Harmonisierung von Messinstrumenten und Beobachtungsprotokollen.

Aber nicht nur langfristige Änderungen der Durchschnittstemperatur lassen sich in der Mesopausenregion besser nachweisen. Auch die Amplitude atmosphärischer Wellen, die in der Troposphäre angeregt werden, wächst mit der abnehmenden Dichte in der Mittleren Atmosphäre. Während die Beobachtung von Wellen ab einer Periode von wenigen Minuten seit langem etabliert ist, wird die erforderliche zeitliche Auflösung zur Detektion höherfrequenter Wellen zumeist nicht erreicht. Derart hochfrequente Wellen im Infraschallbereich werden unter anderem von großen Erdbeben oder Tsunamis angeregt, breiten sich über weite Distanzen aus und sollten auch im OH-Leuchten detektierbar sein. Makela et al. (2011) gelingt in diesem Zusammenhang bereits die Identifikation Schwerewellen, die nach dem Tohoku-Erdbeben vom anschließenden Tsunami im Pazifik generiert wurden. Mit einem anderen Ansatz weisen Garcia et al. (2013) für dieses Ereignis

auch akustische Wellen in einer Höhe von 270 km nach. Da akustische Wellen sich im Verhältnis zu anderen atmosphärischen Wellen mit großer Geschwindigkeit ausbreiten, erreichen sie die Mesopausenregion nach etwa 4 bis 5 Minuten. Zudem kann das Luftleuchten von einem Ort am Erdboden über horizontale Distanzen von mehreren hundert Kilometern beobachtet werden. Damit besitzt die Detektion von Infraschallwellen im Luftleuchten ein großes Anwendungspotential im Rahmen der Früherkennung solcher Naturgefahren.

Ziel dieser Arbeit ist daher die Entwicklung eines Instruments, mit dem an existierende Erfahrungen mit bestehenden Instrumenten angeknüpft wird, das sich darüber hinaus jedoch für das Studium von hochfrequenten Infraschallwellen eignet. Für die Erhebung eines zu den verfügbaren Zeitreihen kompatiblen Datensatzes muss das Instrument auf lange Sicht stabil sein. Nur dann können später auch seine Messungen für das Studium langfristiger Temperaturänderungen verwendet werden. Gleichzeitig muss das Signal-zu-Rausch-Verhältnis aber so hoch sein, dass eine Zeitauflösung von deutlich weniger als einer Minute erreicht wird. Damit wird erstmals der Periodenbereich von Infraschallwellen in der OH-Spektroskopie erschlossen.

Die Arbeit hat folgenden Aufbau: in Kapitel 2 werden die Physik des Luftleuchtens und die Grundlagen der atmosphärischen Zirkulation erläutert. Den Schwerpunkt bildet die Diskussion der erreichbaren Messgenauigkeit. Kapitel 3 schließt daran mit einer Beschreibung der Konstruktion der neuen Instrumente und der Prinzipien der Datenverarbeitung an. Es werden die notwendigen Kalibrationen sowie Vergleichsmessungen der Instrumente untereinander sowie mit anderen Technologien diskutiert. In Kapitel 4 werden die Ergebnisse der ersten Beobachtungsjahre präsentiert. Diese umfassen an verschiedenen Standorten aufgezeichnete Jahresgänge, saisonale Schwankungen sowie die Beobachtung atmosphärischer Wellen von den zeitlichen und räumlichen Skalen des Infraschalls bis hin zu Planetaren Wellen. Die Eignung der erhobenen Datensätze für die Ableitung langfristiger Trends wird untersucht und ein neues Verfahren zur Bestimmung der vertikalen Ausbreitung von Schwerewellen wird vorgestellt. Kapitel 5 schließt mit einer Zusammenfassung der in dieser Arbeit erzielten Ergebnisse.

Kapitel 2

Das atmosphärische Leuchten

Der Begriff des atmosphärischen Luftleuchtens (engl.: *airglow*) bezeichnet ein schwaches Eigenleuchten der Atmosphäre in verschiedenen Regionen des elektromagnetischen Spektrums - vom ultravioletten bis weit in den infraroten Wellenlängenbereich. In der Literatur werden die Bezeichnungen Luftleuchten, Nachtleuchten, Nachthimmelsleuchten und das aus der englischen Sprache übernommene Airglow häufig synonym gebraucht. Im engeren Sinn beschränkt sich die Bezeichnung Luftleuchten jedoch auf physikalische und chemische Vorgänge, die zur Strahlungsemission durch Bestandteile der irdischen Atmosphäre führen. Dabei dominieren zwischen der Tag- und der Nachtseite der Atmosphäre jeweils andere Anregungs- und Emissionsmechanismen, so dass das Luftleuchten in Tagleuchten (engl.: *dayglow*) und Nachtleuchten (engl.: *nightglow*) unterschieden wird. Der Begriff des Nachthimmelsleuchtens wiederum macht dagegen keine Einschränkung an die Quelle des Leuchtens und schließt damit auch das Zodiakallicht, die Sterne und sogar die kosmische Hintergrundstrahlung ein (vgl. Abb. 2.1).

Im Gegensatz zum weithin bekannten Phänomen des Nord- oder Südlichts (Aurora Borealis bzw. Aurora Australis) bedarf es zur Erzeugung des Luftleuchtens keiner direkten externen Anregung durch den sporadischen Einfall hochenergetischer Partikel. Die primäre Anregungsenergie des Luftleuchtens entstammt zwar dem Sonnenlicht, wird aber in Form potentieller chemischer Energie, besonders durch Photodissoziation von molekularem Sauerstoff in atomaren Sauerstoff, zwischengespeichert. Obwohl damit die primäre Energiezufuhr nur auf der Tagseite erfolgt, ist das Luftleuchten sowohl tagsüber als auch in der Nacht - insbesondere auch im arktischen bzw. antarktischen Winter - zu beobachten. Dies kann auf die großräumige Zirkulation zurückgeführt werden, die für einen ständigen Austausch von Luftmassen bis in große Höhen der Atmosphäre verantwortlich ist. Bedeutende Vertreter dieses Leuchtens sind Emissionen des atomaren (OI) und molekularen Sauerstoffs (O_2), des Hydroxylmoleküls (OH) sowie des atomaren Natriums (Na) und Wasserstoffs (H).

2.1 Intensität

Die Angabe der Intensitäten der Airglowemissionen erfolgt zumeist in der Einheit Rayleigh [R], benannt nach dem 4. Lord Rayleigh, der erstmals 1930 kalibrierte Messungen der absoluten Intensität der grünen Linie des atomaren Sauerstoffs bei 557,7 nm veröffentlichte (Lord Rayleigh (1930)). Das Rayleigh stellt eine Einheit dar, die speziell die Randbedingungen der Airglowbeobachtung berücksichtigt. Bei diesen Randbedingungen handelt es sich in erster Linie um die Tatsache, dass die Emission aus einer in zwei Dimensionen quasi unendlich ausgedehnten Schicht unbekannter Mächtigkeit stammt, von der jedes Instrument nur einen Ausschnitt erfassen kann. Ein Rayleigh entspricht dabei 10^{10} Photonen pro Sekunde pro Quadratmeter Querschnittsfläche der von einem bodengebundenen Messinstrument beobachteten Säule (s. Hunten et al. (1956)). Zur besonderen Betonung des Charakters dieser Einheit wird daher bei der Darstellung in SI-Einheiten statt m^{-2} auch die Angabe $m^{-2} column$ verwendet (Baker and Romick (1976)):

$$1R = 10^{10} \frac{\text{Photonen}}{s \cdot m^2} \quad \text{bzw.} \quad 1R = 10^{10} \frac{\text{Photonen}}{s \cdot (m^2 column)} . \quad (2.1)$$

Der Zusammenhang zwischen der Intensität I der Quelle ausgedrückt in Rayleigh und der Strahldichte L ausgedrückt in $W/(m^2 sr)$ mit sr für die Angabe des Raumwinkels in Steradian ist gegeben durch:

$$L = \frac{h c}{\lambda} \frac{1}{4\pi} 10^{10} I . \quad (2.2)$$

Dabei sind h das Plancksche Wirkungsquantum, c die Lichtgeschwindigkeit und λ die Wellenlänge der Strahlung; der Faktor 4π berücksichtigt die in alle Raumrichtungen gleichermaßen erfolgende Abstrahlung.

Emissionen im sichtbaren Spektralbereich

Typische Werte für die Intensität des Luftleuchtens im sichtbaren Spektralbereich sind einige hundert Rayleigh. Damit liegen die Intensitäten des Nachtleuchtens in der Regel knapp unter der Empfindlichkeitsgrenze des an die Dunkelheit adaptierten menschlichen Auges. Häufig zitierte Werte für die Helligkeit der wichtigsten sichtbaren Emissionen liegen bei (z. B. Leinert et al. (1998) und Peterson (1979)):

OI(557,7 nm)	≈	250 - 300 R,
Na(589 nm)	≈	30 - 100 R,
OI(630,0 nm)	≈	60 R,
OI(636,4 nm)	≈	20 R,
OH(sichtbar)	≈	100 - 200 R.

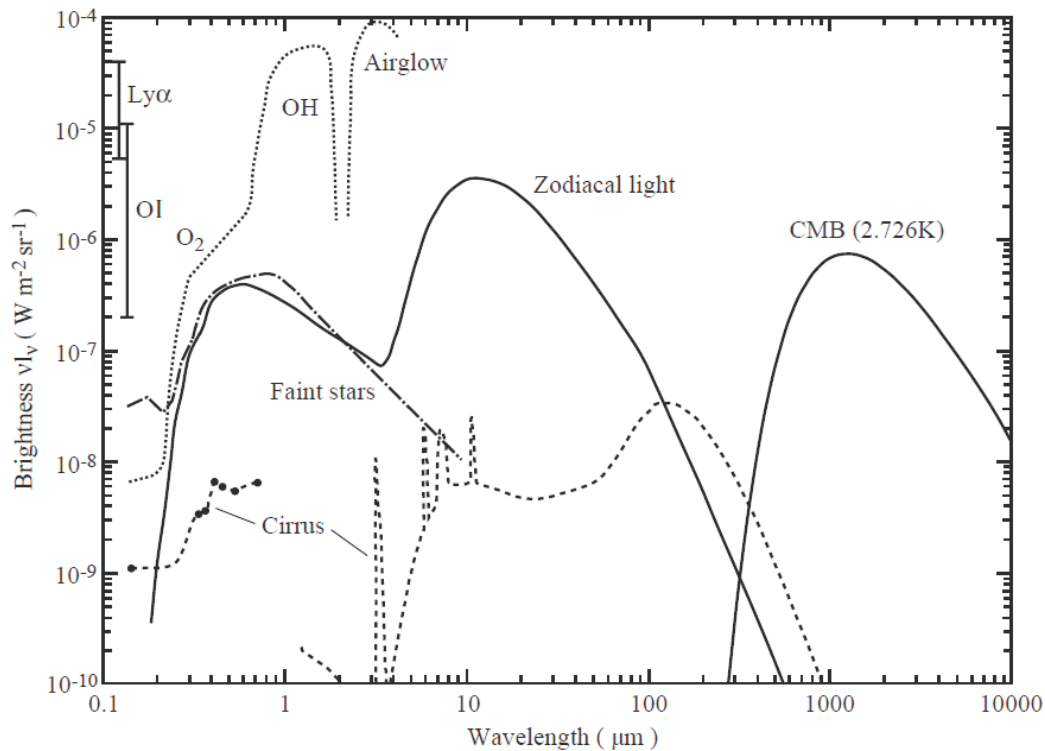


Abbildung 2.1: Helligkeit diffuser Lichtquellen am Nachthimmel außerhalb der unteren Atmosphäre als Funktion der Wellenlänge, aus Leinert et al. (1998). Die Dominanz des Luftleuchtens im sichtbaren Spektralbereich bis etwa $4,5\mu\text{m}$ tritt deutlich hervor.

Tatsächlich ist die präzise Angabe eines typischen Wertes aufgrund großer natürlicher Schwankungen jedoch problematisch. So weisen die Beobachtungen von Duncan (1960) über den Verlauf eines Jahres Schwankungen zwischen 200 R und 600 R für OI(557,7 nm) bzw. zwischen 100 R und 500 R für OI(630,0 nm) auf; selbst innerhalb einer einzelnen Nacht können die Intensitäten in diesem Umfang schwanken. Am besten dokumentiert sind die Intensitätsschwankungen für OI(557,7 nm). Im Rahmen des Internationalen Geophysikalischen Jahres wurden zwischen Juli 1957 und Dezember 1959 über 20.000 Messungen von 25 weltweit verteilten Observatorien ausgewertet. Der Median dieser Messungen wurde zu 254 R bestimmt, das obere Quartil lag bei 360 R und das obere Dezil bei 490 R, s. Yao (1962). Roach (1954) gibt für die stärkste in Zenitrichtung beobachtete OI(557,7 nm)-Intensität am Observatorium Cactus Peak ($36,07^\circ\text{N}$, $117,82^\circ\text{W}$), USA, sogar einen Wert von 900 R an.

Um jedoch vom menschlichen Auge wahrgenommen werden zu können, muss die Leuchtdichte einer ausgedehnten Lichtquelle am Nachthimmel im Empfindlichkeitsbereich des menschlichen Auges einen mittleren Wert von etwa 18 R/nm erreichen. Betrachtet man das Auge als einen Bandpassfilter von etwa einhundert

Nanometer Halbwertsbreite, so ergibt sich ein Mindestwert von 1800 R (Peterson (1979)). Da das Leuchten starken Helligkeitsschwankungen unterliegt, erscheint es aber plausibel, dass es bisweilen die Empfindlichkeitsgrenze des menschlichen Auges erreicht. Eine bewusste Wahrnehmung ist jedoch unwahrscheinlich, weil das Nachtleuchten dabei über den gesamten Nachthimmel präsent und im Vergleich zu Auroraerscheinungen recht kontrastarm ist (Armstrong (1982)). Dafür dient es als eine mögliche Erklärung für die in der astronomischen Literatur der vergangenen Jahrhunderte beschriebenen sogenannten „hellen Nächte“ (z. B. Peterson (1979)).

Intensitätsangaben sollten im Fall des Luftleuchtens aber immer unter Angabe des der Beobachtung zugrunde liegenden Zenitwinkels erfolgen. Die scheinbare Helligkeit des Leuchtens ist vom Beobachtungswinkel abhängig und steigt in Richtung des Horizonts an. Aufgrund der endlichen Mächtigkeit der leuchtenden Schicht wird bei Messungen jenseits des Zenits effektiv ein größeres strahlendes Volumen betrachtet. Die Abhängigkeit der Intensität I vom Zenitwinkel α lässt sich durch die van Rhijn-Funktion angeben (van Rhijn (1921)):

$$I(\alpha) = \frac{I(0^\circ)}{\sqrt{1 - \left(\frac{R_E}{R_E + h}\right)^2 \sin^2 \alpha}} . \quad (2.3)$$

Dabei steht R_E für den Radius der Erde (≈ 6378 km) und h für die Höhe der Schicht über dem Erdboden. Dieser Zusammenhang gilt streng nur, wenn der Öffnungswinkel des verwendeten Messinstruments infinitesimal klein ist sowie Absorptions- und Streuprozesse in der unteren Atmosphäre vernachlässigt werden können. Roach (1954) gibt die stärkste jemals in Horizontnähe gemessene OI(557,7 nm)-Intensität am Observatorium Cactus Peak mit 2200 R und damit deutlich über der menschlichen Sehschwelle an.

Dominiert wird das Nachtleuchten von den Emissionen des Hydroxyl (OH). Im Wellenlängenbereich zwischen 670 nm und 2200 nm stellen sie die hellste Lichtquelle am Nachthimmel dar (vgl. Abbildung 2.1). Die integrierte Intensität aller OH-Emissionen beläuft sich auf etwa $4,5 \cdot 10^6$ R. Der Photonenfluss für die Linien des in dieser Arbeit besonders relevanten P_1 -Rotationszweigs des OH(3-1) Vibrationsübergangs beträgt dabei etwa 2500 bis 4000 Photonen $s^{-1} \text{ arcsec}^{-2} m^{-2} \mu m^{-1}$ (z.B. Leinert et al. (1998)). Auch hier gilt es zu beachten, dass diese typischen Werte Schwankungen von bis zu einer Größenordnung unterliegen.

2.2 Ursprung

Beim Großteil der Emissionen des Luftleuchtens handelt es sich um chemolumineszentes Leuchten, das seine Energie aus exothermen Reaktionen von Atomen und Molekülen bezieht. Eine besondere Ausnahme bildet das Tagleuchten des Wasserstoffs, das in über 1000 km Höhe die sog. Geokorona bildet. Hierbei handelt

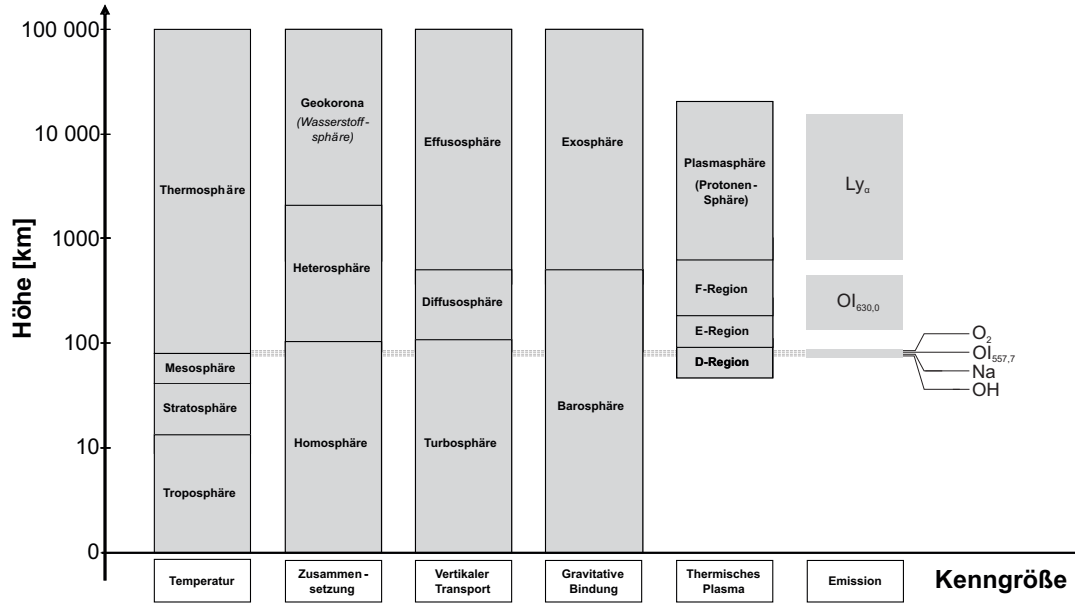
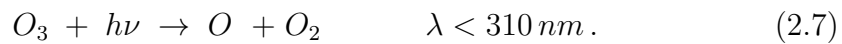
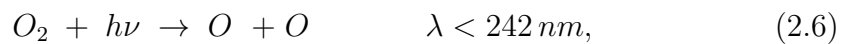
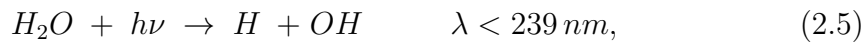
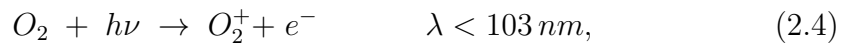


Abbildung 2.2: Vertikale Einteilung der Atmosphäre gemäß verschiedener Kriterien (nach Prölss (2004)). Zusätzlich ist die ungefähre Lage der verschiedenen leuchtenden Schichten dargestellt.

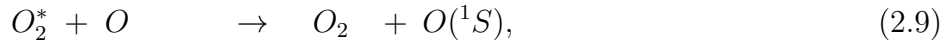
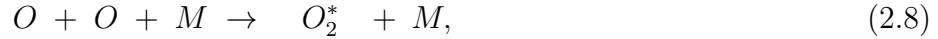
es sich um die resonant gestreute Lyman- α -Linie des Sonnenlichts bei 121,6 nm. Aufgrund der immensen Ausdehnung der Geokorona und der damit verbundenen Möglichkeit der mehrfachen Streuung ist dieses Tagleuchten auch noch auf der Nachtseite der Erde messbar (vgl. Abbildung 2.3). Der Hauptteil der von der Sonneneinstrahlung zur Verfügung gestellten Energie wird jedoch durch Dissoziation von Molekülen sowie Ionisation und Bildung angeregter Zustände von Atomen und Molekülen zwischengespeichert. Dem atomaren Sauerstoff kommt in diesem Zusammenhang eine herausragende Bedeutung zu, weil er von allen Spezies wiederum den Hauptteil der Primärenergie aufnimmt und zudem an fast allen chemischen Reaktionen beteiligt ist, die zu einem atmosphärischen Leuchten führen (vgl. Crutzen (1971)). Die Absorption solarer Strahlung und die Bildung der für das Luftleuchten relevanten Spezies erfolgt dabei durch folgende Reaktionen:



Die Angaben über die Grenzwellenlängen sind den Publikationen von Brasseur and Solomon (2005), Crutzen (1971), Grebenshchikov et al. (2007), Prölss (2004) und Turco (1975) entnommen. Bei den Dissoziationsreaktionen nach Gl. (2.4) bis Gl. (2.7) bilden sich je nach Anregungszustand der Produkte komplexe Absorptionsbanden in der Atmosphäre aus. Von Bedeutung sind hier vor allem

die Herzberg- und Schumann-Runge-Banden des O_2 sowie die Hartley-Bande des O_3 . Im Fall des Ozons bilden sich eine Reihe weiterer Absorptionsbanden im sichtbaren und nahen infraroten Wellenlängenbereich aus, die jedoch erst in tieferen Atmosphärenschichten größere Bedeutung erlangen (sog. Huggins- und Chappuis-Banden). So wird die Grenzenergie zur Spaltung des Ozons bereits bei $\lambda = 1180 \text{ nm}$ erreicht, die Aufspaltung bei dieser Wellenlänge ist jedoch unwahrscheinlich und in der Atmosphäre von vernachlässigbarer Bedeutung (sog. Wulf-Bande).

Als Konsequenz der unterschiedlichen Dissoziationsenergien finden die Reaktionen in unterschiedlichen Höhenregionen statt. Unter Berücksichtigung aller an der Bildung und am Abbau dieser Spezies beteiligten Prozesse ergibt sich, dass atomarer Sauerstoff und Wasserstoff in der Mesopausenregion und in den Höhen darüber eine relativ lange Lebensdauer ($\geq 24 \text{ h}$) haben, die in den darunter liegenden Atmosphärenschichten rapide sinkt. Umgekehrt verhält es sich mit Ozon und Wasserdampf, deren Lebensdauer in den tieferen Atmosphärenschichten steigt (z. B. Smith (2004)). Je nach Menge und Art der verfügbaren Reaktionspartner dominieren daher in Abhängigkeit von der Höhe unterschiedliche chemische Reaktionen. Für das Luftleuchten bedeutet dies, dass sich wohldefinierte leuchtende Schichten von nur wenigen Kilometern Mächtigkeit ausbilden. Die prominenteste dieser Schichten im sichtbaren Bereich ist die des atomaren Sauerstoffs in etwa 95 km bis 100 km Höhe:

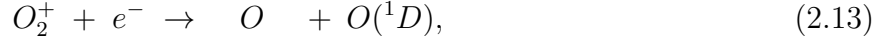


Dabei steht M für einen beliebigen Stoßpartner (meist N_2), der für die Erhaltung der Impulsbilanz benötigt wird, und * steht für einen nicht näher spezifizierten angeregten Zustand. An die Stelle der Reaktionen (2.9) und (2.10) können auch folgende Reaktionen treten, die zur Ausbildung einer Schicht leuchtenden molekularen Sauerstoffs führen:

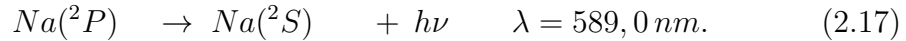
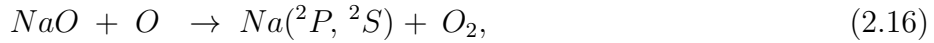
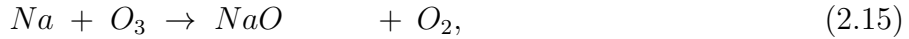


Diese Schicht bildet sich in etwa derselben Höhe wie die grüne OI -Schicht. Beiden gemeinsam ist, dass ihre Ausdehnung nach oben stark durch die notwendige Dreikörperreaktion (2.8) begrenzt wird, die umso wahrscheinlicher wird, je dichter die Atmosphäre ist. Im Prinzip könnte auch der nach Reaktion (2.10) angeregte $O(^1D)$ -Zustand zum Luftleuchten beitragen. Allerdings beträgt seine Lebensdauer etwa 110 Sekunden, so dass dieser Zustand in der Mesopausenregion vorher durch Stöße (engl.: *collisional quenching*) deaktiviert wird. Zur Ausbildung einer leuchtenden Schicht, die auf den $O(^1D)$ -Zustand zurückzuführen ist, kommt es

daher erst in Höhen über 200 km. Dort findet die Anregung des $O(^1D)$ -Zustands bei der dissoziativen Rekombination des molekularen Sauerstoffs statt:



Diese Schicht hat im Vergleich zu den anderen Schichten auch eine hohe vertikale Ausdehnung in der Größenordnung von 100 km. Eine Besonderheit bildet die Schicht leuchtenden Natriums in einer Höhe von etwa 89 km bis 92 km. Das Natrium stammt dabei aus dem interplanetaren Staub, der in Form von Meteoroiden in die irdische Atmosphäre eintritt und Natrium verstärkt in einer Höhe von etwa 90 km deponiert. Es wird durch den Chapman-Mechanismus zum Leuchten angeregt (Chapman (1939), hier nach Plane et al. (2007)):



Den bedeutendsten Beitrag zum Nachtleuchten liefern die OH-Emissionen, die aus einer im Mittel 8 km dicken Schicht mit einer Zentroidhöhe von 87 km stammen (Baker and Stair (1988)). Angeregt werden die OH-Moleküle dabei durch die Reaktion von Wasserstoff und Ozon (Bates and Nicolet (1950)):



Die Reaktionen (2.19) und (2.21) bilden dabei einen katalytischen Prozess, bei dem atomarer Sauerstoff und Ozon in molekularen Sauerstoff überführt werden. Abbildung 2.2 zeigt die ungefähre Lage der einzelnen leuchten Schichten in Bezug auf unterschiedliche Einteilungskriterien der Atmosphäre. Abbildung 2.3 zeigt photographische Aufnahmen der prominentesten Emissionen.

2.3 Das OH-Leuchten

Bei der Bildung von OH durch Reaktion 2.19 wird eine Energie von 320 kJ/mol (3.32 eV pro Reaktion) freigesetzt. Wie von Dalgarno (1963) gezeigt, wird die bei exothermen Reaktionen der Art $ABC + D \rightarrow AB + CD$ freigesetzte Energie vorzugsweise auf das Produkt CD, d.h. auf das Produkt mit dem vorher ungebundenen Reaktionspartner, in diesem Fall auf das OH, übertragen. Der Energiebetrag von 3,32 eV reicht dabei aus, das OH-Molekül bis ins neunte Vibrationsniveau anzuregen (z.B. Anlauf et al. (1968)). Die anschließende Deaktivierung kann sowohl

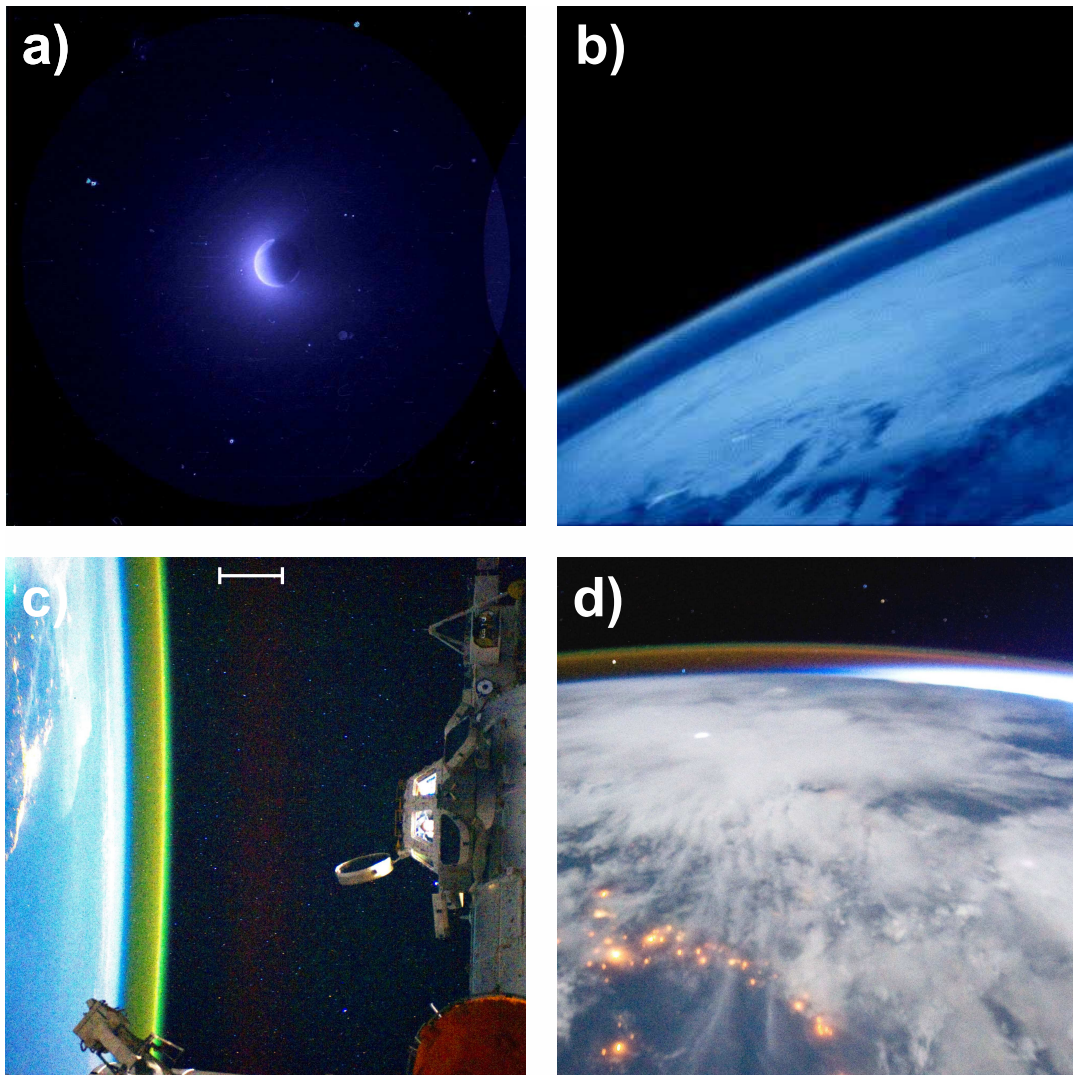


Abbildung 2.3: Das Luftleuchten der Erdatmosphäre in den verschiedenen Spektralbereichen: a) Die Erde im Licht der Lyman-Alpha-Linie des Wasserstoffs, aufgenommen vom Mond während der Apollo 16 Mission. Das Leuchten erstreckt sich über mehrere tausend Kilometer Höhe (Carruthers et al. (1976), reprozedierte Version von Missionsbild 30 (Bohn, Thomas: <http://www3.telus.net/summa/faruv/>, abgerufen am 11.2.2013)); b) Falschfarbenaufnahme des Satelliten Clementine. Im nahen Infrarot zeichnet sich eine leuchtende Schicht sehr scharf ab; diese Emissionen gehen überwiegend auf das OH-Molekül zurück (Naval Research Laboratory, abgerufen von <http://www.solarviews.com/cap/earth/earthlim.htm> am 11.2.2013); c) dieses Foto von der Internationalen Raumstation zeigt das grüne Band der OI-Emission und darüber die sehr schwache rote Emission in der Thermosphäre (s. Markierung; NASA: ISS028-E-050186, Aufnahmedatum 15.9.2011); d) in dieser Aufnahme lassen sich deutlich die verschiedenen Emissionshöhen des atomaren Sauerstoffs (grün) und des Natriums (gelb) unterscheiden (NASA: ISS029-E-005343, Aufnahmedatum 16.9.2011).

durch Stöße mit den Bestandteilen der restlichen Atmosphäre (engl.: *quenching*) als auch in Form der Abgabe elektromagnetischer Strahlung erfolgen. Die Stoßdeaktivierung ist dabei am unteren Rand der OH-Schicht, d.h. in Richtung steigender Atmosphärendichte, von größerer Bedeutung als am oberen Rand. Die Abgabe elektromagnetischer Strahlung kann prinzipiell im Wellenlängenbereich von etwa 370 nm bis $4,5\ \mu\text{m}$ erfolgen. Die Wahrscheinlichkeit, dass das OH-Molekül von einem hohen Vibrationsanregungszustand direkt in den Grundzustand übergeht, ist jedoch so gering, dass in der Praxis erst die Emissionslinien oberhalb von 700 nm Wellenlänge Bedeutung erlangen. Jenseits von etwa $2,5\ \mu\text{m}$ wiederum steigt einerseits der störende Einfluss durch die thermische Emission der Atmosphäre an, andererseits steht für diesen Spektralbereich auch nur eine begrenzte Auswahl an geeigneten Detektormaterialien zur Verfügung, so dass auch der langwellige Anteil des OH-Leuchtens in der Airglowspektroskopie kaum eine Rolle spielt.

Für ein genaueres Verständnis der Struktur des Emissionsspektrums ist eine eingehende Betrachtung der quantenmechanischen Zustände des OH-Moleküls notwendig. Hierzu gibt Gerndt (1986) eine detaillierte Übersicht. An dieser Stelle erfolgt lediglich eine vereinfachte Zusammenfassung, insofern sie für das weitere Verständnis, vor allem der verwendeten Notation, erforderlich ist.

Infolge der bei der Bildung des OH-Moleküls angeregten Rotation besitzt es den Drehimpuls N , dazu kommen der Gesamtbahndrehimpuls L der Elektronen sowie deren Gesamtspin S . Entscheidend für das Verhalten des OH-Moleküls ist die Projektion von L und S auf die Verbindungsachse der beiden Kerne, die entsprechend mit Λ und Σ bezeichnet werden. Die Art der Kopplung von N , Λ und Σ wird in die sogenannten Hundschen Fälle unterschieden (z.B. Herzberg (1950)). Für die niederenergetischen Rotationsübergänge folgt das OH-Molekül Hunds Fall a). Dabei koppeln die elektronischen Drehimpulse zum elektronischen Gesamtdrehimpuls Ω , der seinerseits mit dem Drehimpuls der Molekülrotation zum Gesamtdrehimpuls J des Moleküls koppelt:

$$\Omega = \Lambda + \Sigma, \quad (2.22)$$

$$J = \Omega + N. \quad (2.23)$$

Beim OH-Molekül gilt $\Lambda = 1$ und $\Sigma = \pm 1/2$. Im ${}^2\Pi_{\Omega}$ -Grundzustand des Moleküls existieren daher die beiden Spin-Doublets ${}^2\Pi_{3/2}$ und ${}^2\Pi_{1/2}$. Wegen der möglichen Ausrichtung von Λ ist der entsprechende Energiezustand zweifach entartet. Bei zunehmender Rotationsenergie erfolgt eine Aufhebung der Entartung bei Berücksichtigung der Kopplung zwischen L und N . Dies ist die sogenannte Λ -Verdopplung (engl.: *Λ -doubling*). Beim OH liegt sie jedoch in der Größenordnung von 10^{-4} eV bis 10^{-5} eV und wird von der Mehrheit der in der Airglowspektroskopie eingesetzten Instrumente nicht aufgelöst. Die Lage der Rotationsniveaus bzgl. der höherenergetischen Vibrationsniveaus des Moleküls wird durch die Termwerte F beschrieben. Der Übergang des Moleküls von einem Vibrationszustand in einen anderen ist im Allgemeinen auch mit der Änderung des Rotationszustands verbunden. Dabei gilt die Auswahlregel, dass sich die Gesamtdrehimpulsquantenzahl

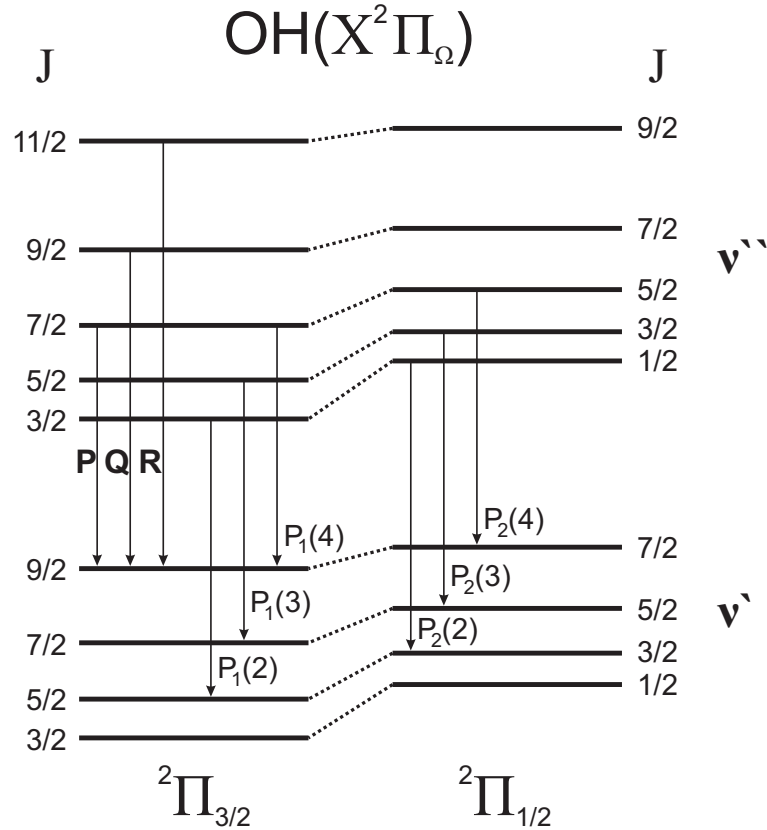


Abbildung 2.4: Termschema nach Krassovsky et al. (1962)

des Moleküls um maximal den Wert 1 ändern kann: $\Delta J = +1, 0, -1$. Entsprechend erhalten die zugehörigen Emissionslinien die Bezeichnungen P, Q und R. Die Rotationslinien mit identischem ΔJ desselben Vibrationsübergangs werden unter dem Begriff *Zweig* oder *Bande* zusammengefasst. Abbildung 2.4 zeigt ein einfaches Termschema, der in der Airglowspektroskopie wichtigen Übergänge mit den entsprechenden Bezeichnungen.

Vibrationsübergänge mit einer Änderung der Vibrationsquantenzahl ν um $\Delta\nu = 2$ sind im Fall des OH-Moleküls am wahrscheinlichsten. Entsprechend handelt es sich bei den zugehörigen Emissionszweigen um die intensivsten. Die P-Zweig-Übergänge ($\Delta J = +1$) sind dabei für das Studium des Nachtleuchtens am besten geeignet, da die verschiedenen Energieniveaus deutlich voneinander separiert sind und die zugehörigen Emissionslinien entsprechend gut aufgelöst werden können. So sind die P-Zweig-Rotationslinien des OH(3-1)-Vibrationsübergangs, welcher die Grundlage der Beobachtungen dieser Arbeit bildet, ca. $3 \cdot 10^{-3}$ eV (entspricht 9 nm) voneinander separiert. Durch die unterschiedlichen Gesamtdrehimpulse $\Omega = 3/2$ und $\Omega = 1/2$ spaltet der P-Zweig jedoch in den P_1 -Zweig ($\Omega = 3/2$) und den P_2 -Zweig ($\Omega = 1/2$) auf. Der Linienabstand zwischen einer Linie des P_1 -Zweigs und der nächsten Linie des P_2 -Zweigs beträgt daher nur we-

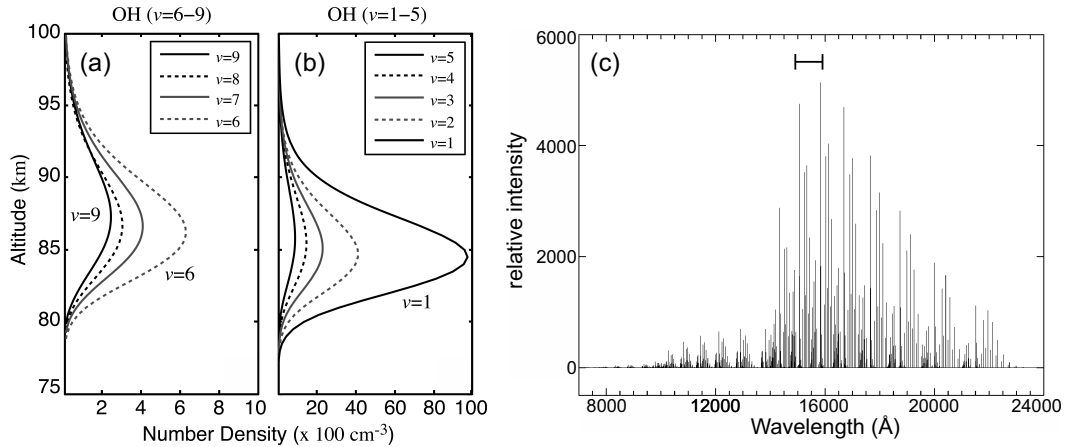


Abbildung 2.5: Postulierte Emissionshöhenprofile für die unterschiedlichen Vibrationsniveaus nach (Snively et al. (2010)): a) für Vibrationsniveaus 6 bis 9 und b) für Vibrationsniveaus 1 bis 5. Teilbild c) zeigt die relative Intensitätsverteilung im Spektralbereich zwischen 700 nm und 2400 nm nach Rousselot et al. (2000). Die Markierung gibt den Spektralbereich an, der hauptsächlich in dieser Arbeit betrachtet wird.

nig mehr als $1 \cdot 10^{-3}$ eV (3 nm bis 6 nm). Die Linien des P_1 -Zweigs sind dabei etwa um den Faktor drei intensiver als diejenigen des P_2 -Zweigs und werden daher in der OH-Spektroskopie bevorzugt beobachtet.

Neben der Höhe der leuchtenden Schichten unterschiedlicher Spezies wird im Fall des Hydroxyls auch eine Höhenabhängigkeit der unterschiedlichen Vibrationsübergänge diskutiert und mittlerweile von Messungen bestätigt (z.B. Lopez-Moreno et al. (1987), Snively et al. (2010), von Savigny et al. (2012)). Emissionen höher angeregter Ausgangsniveaus stammen demzufolge aus geringfügig (≤ 1 km) größerer Höhe (vgl. Abbildung 2.5 a) und b)). In der Regel wird jedoch von einer OH-Schicht gesprochen, deren Höhe dann unter Berufung auf die Veröffentlichung von Baker and Stair (1988) mit $87 \text{ km} \pm 4 \text{ km}$ halber Halbwertsbreite angegeben wird. Dieser Wert geht zurück auf eine Statistik aus mehreren dutzend Messungen raketengetragener Instrumente, die sich über einen Zeitraum von 30 Jahren erstrecken. Mittlerweile stehen weltweit tausende von Messungen des OH-Profiles verschiedener satellitengetragener Instrumente, z.B. ENVISAT-SCIAMACHY, TIMED-SABER, UARS-WINDII, zur Verfügung, die diese Höhe weitgehend bestätigen (z.B. Kaufmann et al. (2008), Marsh et al. (2006), She and Lowe (1998)). Allerdings gibt es bereits bei Baker and Stair (1988) einzelne Beobachtungen, die ganz erheblich von diesem Mittelwert abweichen: ein Hinweis darauf, dass die Atmosphärendynamik auch in dieser Höhe eine große Rolle spielt. Einer der wichtigsten Parameter, der Rückschlüsse auf die Struktur der Atmo-

sphäre und ihre Dynamik in dieser Höhe zulässt, ist die Umgebungstemperatur. Diese lässt sich über die Rotationstemperatur aus den OH-Spektren gewinnen.

2.4 Temperaturberechnung

Bereits der Entdecker der Rotations-Vibrationsbanden des Hydroxyls im Nachtleuchten beschreibt das Potential zur Ableitung der umgebenden Atmosphärentemperatur über die Rotationstemperatur der Moleküle (Meinel (1950d)). Für ein genügend großes Ensemble von angeregten OH-Molekülen lässt sich unter der Annahme, dass sich die Moleküle im lokalen thermodynamischen Gleichgewicht mit ihrer Umgebung befinden, ein Zusammenhang zwischen der Rotationstemperatur T_{rot} und der Intensität beliebiger Rotations-Vibrationsübergänge angeben. Die Intensität $I_{i,\nu_2,J_{21}}$ einer Spektrallinie, die von Photonen des kombinierten Rotations-Vibrationsübergang mit entsprechender Änderung des Rotationsniveaus von J_{i,ν_2} nach J_{i,ν_1} bei gleichzeitigem Übergang vom Vibrationsniveau von ν_2 nach ν_1 gebildet wird, ist gegeben durch:

$$I_{i,\nu_2,J_{21}} = \frac{N_{i,\nu_2}}{Q_{i,\nu_2}} \cdot 2(2J_{i,\nu_2} + 1) \cdot A_{i,\nu_2,J_{21}} \cdot \exp\left(\frac{-F_{i,\nu_2,J_{\nu_2}}}{k_B T_{rot}}\right). \quad (2.24)$$

Dabei bezeichnet J_{i,ν_2} die Drehimpulsquantenzahl im Ausgangszustand, i den Dublettzweig des Übergangs und k_B die Boltzmannkonstante. Bei $A_{i,\nu_2,J_{\nu_2}}$ und $F_{i,\nu_2,J_{\nu_2}}$ handelt es sich um den Einsteinkoeffizienten für die spontane Emission und den Termwert des Rotationsniveaus bezüglich des ursprünglichen Vibrationsniveaus ν_2 . Während sich die Energien $F_{i,\nu_2,J_{\nu_2}}$ für die Rotationsübergänge mit hoher Genauigkeit angeben lassen, variieren die Angaben für die Einsteinkoeffizienten erheblich (vgl. Tabelle 2.4 in Kapitel 2.5). Die Besetzungszahl N_{i,ν_2} und die Rotationszustandssumme Q_{i,ν_2} des Zustands ν_2 sind messtechnisch nur schwer zugänglich. Im thermodynamischen Gleichgewicht ist das Verhältnis von N_{i,ν_2} und Q_{i,ν_2} für die Emissionslinien eines Zweigs jedoch als konstant anzusehen und die Kenntnis von N_{i,ν_2} und Q_{i,ν_2} wird für die weitere Rechnung nicht benötigt. Nach der Logarithmierung von Gl. (2.24) folgt:

$$\ln\left(\frac{I_{i,\nu_2,J_{21}}}{2(2J_{i,\nu_2} + 1) \cdot A_{i,\nu_2,J_{21}}}\right) = \underbrace{\ln\left(\frac{N_{i,\nu_2}}{Q_{i,\nu_2}}\right)}_{const.} - \frac{F_{i,\nu_2,J_{\nu_2}}}{k_B T_{rot}}. \quad (2.25)$$

Die Ermittlung von T_{rot} als Steigung der Ausgleichsgeraden bei der Auftragung der linken Seite von Gl. (2.25) gegen die Termwerte $F_{i,\nu_2,J_{\nu_2}}$ für mehrere Rotationslinien eines Vibrationszweigs beschreibt bereits Kvifte (1959) als gängige Praxis in der OH-Spektroskopie. Im Fall der Vermessung des OH(3-1)-Zweigs eignen sich besonders die ersten drei Linien des $X^2\Pi_{3/2}$ Dubletts ($i=1$) für die Ableitung der Rotationstemperatur aufgrund ihrer im Vergleich zu den Linien

des $X^2\Pi_{1/2}$ Dubletts ($i=2$) hohen Intensitäten und der deutlichen Trennung von benachbarten Linien.

Mathematisch lässt sich damit die Berechnung der Rotationstemperatur aus Gl. (2.25) als einfaches überbestimmtes lineares Inversionsproblem formulieren:

$$\underline{y} = \underline{\underline{G}} \underline{x}. \quad (2.26)$$

Dabei enthält der Datenvektor \underline{y} die Messwerte der Linienintensitäten, während der Parametervektor \underline{x} die unbekannten Größen T_{rot} und $N_{i,\nu_2}/Q_{i,\nu_2}$ enthält. Die sogenannte Systemmatrix $\underline{\underline{G}}$ beschreibt den physikalischen Zusammenhang zwischen den Linienintensitäten im Datenvektor und den Rotationstemperaturen im Parametervektor. In diesem konkreten Fall gilt dabei:

$$\underline{y} = \begin{pmatrix} \ln \left(\frac{I_{P_1(2)}}{2(2\cdot 3/2+1) \cdot A_{P_1(2)}} \right) \\ \ln \left(\frac{I_{P_1(3)}}{2(2\cdot 5/2+1) \cdot A_{P_1(3)}} \right) \\ \ln \left(\frac{I_{P_1(4)}}{2(2\cdot 7/2+1) \cdot A_{P_1(4)}} \right) \end{pmatrix}, \quad (2.27)$$

$$\underline{\underline{G}} = \begin{pmatrix} F_{P_1(2)} & 1 \\ F_{P_1(3)} & 1 \\ F_{P_1(4)} & 1 \end{pmatrix}, \quad (2.28)$$

$$\underline{x} = \begin{pmatrix} \frac{-1}{k_B T_{rot}} \\ \ln \left(\frac{N_{1,3}}{Q_{1,3}} \right) \end{pmatrix}. \quad (2.29)$$

Die Lösung eines solchen überbestimmten Systems folgt nach der Methode der kleinsten Residuenquadrate zu:

$$\underline{x} = (\underline{\underline{G}}^T \cdot \underline{\underline{G}})^{-1} \underline{\underline{G}}^T \underline{y}. \quad (2.30)$$

In der Praxis ergibt sich bei der Bestimmung der Rotationstemperatur nach Gl. (2.30) allerdings die Schwierigkeit, dass sich im Spektrum in unmittelbarer Nähe zur $P_1(4)$ -Linie mit 1543,2156 nm die $R_1(6)$ -Linie des OH(4-2)-Vibrationsübergangs bei 1543,0163 nm befindet (Wellenlängen nach Rousselot et al. (2000)). Für die saubere Trennung beider Linien benötigt ein Spektrometer daher ein Auflösungsvermögen $\Delta\lambda/\lambda$ von mehr als 7500. Dies stellt eine große Herausforderung an die Messtechnik dar. Die Erhöhung des spektralen Auflösungsvermögens geht in der Regel zudem mit einer Verminderung der registrierten Intensität und damit einer Verminderung der erreichbaren zeitlichen Auflösung einher. Derzeit wird diese Auflösung im NDMC von keinem für die Beobachtung des OH(3-1)-Übergangs eingesetzten Instruments erreicht. Das Auflösungsvermögen der im Rahmen dieser Arbeit entwickelten und eingesetzten Spektrometer beträgt etwa 400 bis 600. Es besteht daher die Notwendigkeit einer Korrektur der nach Gl. (2.30) ermittelten Werte. Es wäre zwar möglich die Temperatur nur aus dem Verhältnis von $I_{P_1(2)}$ und $I_{P_1(3)}$ zu bestimmen, jedoch resultierten dann kleine

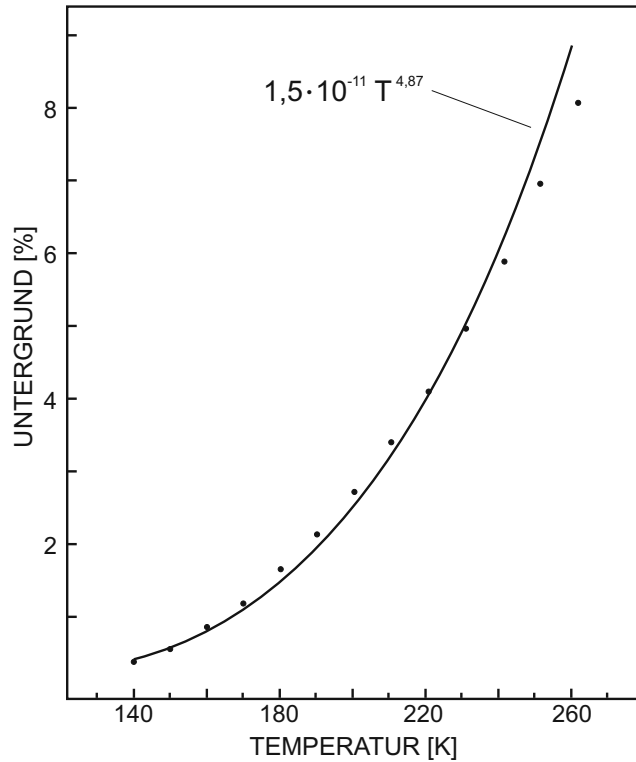


Abbildung 2.6: Stärke des von der $R_1(6)$ -Linie des OH(4-2)-Vibrationsübergangs hervorgerufenen Untergrunds im Vergleich zur Stärke der $P_1(4)$ -Linie des OH(3-1)-Vibrationsübergangs in Abhängigkeit von der Rotationstemperatur (nach Lange (1982)).

Messunsicherheiten bereits in großen Unsicherheiten der ermittelten Rotationstemperatur (vgl. Abbildung (2.10) in Kapitel 2.5).

Aber auch für die $R_1(6)$ -Linie gilt der Zusammenhang zwischen Intensität und Rotationstemperatur nach Gl. (2.24). Die genaue Temperaturabhängigkeit des Verhältnisses von $I_{P_1(4)(3-1)}$ zu $I_{R_1(6)(4-2)}$ wurde von Lange (1982) bestimmt (siehe Abbildung 2.6). Er gibt ein iteratives Verfahren an, mit dem nach Gl. (2.30) zunächst ein erster Schätzwert $T_{rot,0}$ ermittelt wird, unter der Annahme, dass die gemessene Intensität I allein auf $I_{P_1(4)(3-1)}$ zurückzuführen wäre. Mit Hilfe von $T_{rot,0}$ wird abgeschätzt, zu welchen Teilen sich die gemessene Intensität aus $I_{P_1(4)(3-1)}$ bzw. $I_{R_1(6)(4-2)}$ zusammensetzt. Der neue Wert für $I_{P_1(4)}$ wird in Gl. (2.27) eingesetzt und ein neuer Wert $T_{rot,1}$ für die Rotationstemperatur bestimmt. Dieses Verfahren wird wiederholt, bis es gewöhnlich nach wenigen Schritten gegen den wahren Temperaturwert konvergiert. Wie Abbildung 2.6 zeigt, beträgt die Stärke der $R_1(6)$ -Linie im Vergleich zur $P_1(4)$ -Linie im Temperaturbereich zwischen 140 K und 260 K weniger als 10%. Gerade bei hohen Temperaturen weist die von Lange (1982) angegebene Ausgleichsfunktion jedoch deutliche Abweichungen zu den berechneten Werten auf (s. Abbildungen 2.6 sowie Abbildungen 2.14, 2.15

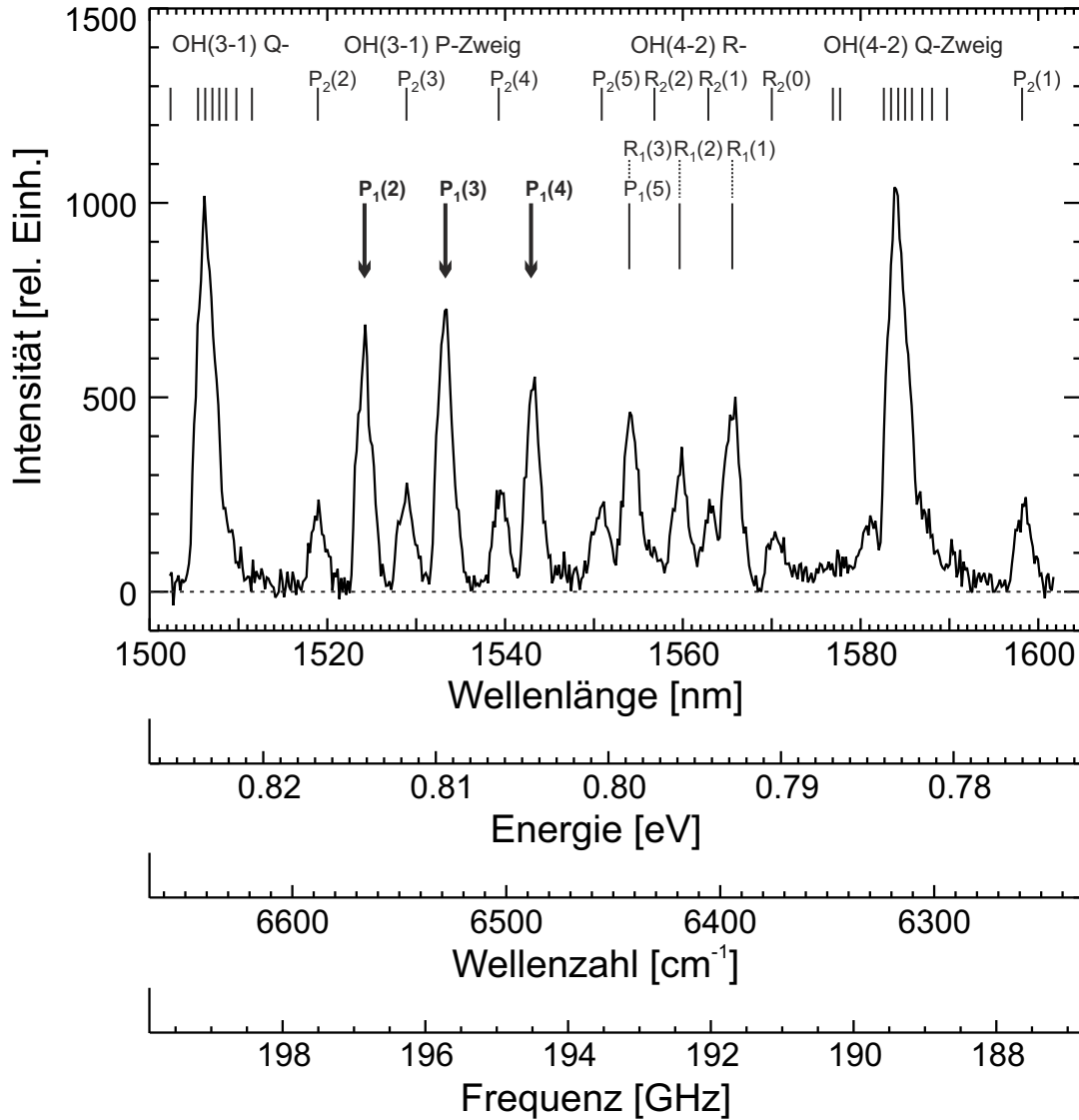


Abbildung 2.7: OH-Spektrum aus dem Nachleuchten zwischen 1500 nm und 1600 nm Wellenlänge. Das Spektrum wurde mit 15 Sekunden Belichtungszeit am 29.10.2012 um 17:29:21 UTC mit dem GRIPS 6 Instrument von Oberpfaffenhofen aus gemessen. Zum Vergleich sind die Linienpositionen auch in den weiteren in der Spektroskopie gebräuchlichen Größen Wellenzahl (cm^{-1}), Energie (eV) und Frequenz (Hz) dargestellt. Es entspricht einer Rotationstemperatur von $217,7 \text{ K} \pm 3,8 \text{ K}$.

in Kapitel 2.5). Eine detaillierte Diskussion des Einflusses dieser Korrektur auf die abgeleiteten Temperaturen folgt in Abschnitt 2.5. Im Fall der höheren Rotationsübergänge der P_1 -Linien des OH(3-1)-P-Zweigs ist die Überlagerung mit den Linien des OH(4-2)-R-Zweigs komplizierter, so dass eine derartige Korrektur für diese Linien nicht mehr möglich ist. Aber das beschriebene Verfahren erlaubt es,

aus Messungen mit mittlerem spektralen Auflösungsvermögen $\lambda/\Delta\lambda$ von nur 465 (GRIPS 1, Graef (1991)) bzw. 505 im Fall des GRIPS 6 zuverlässige Rotationstemperaturen aus den ersten drei Linien des OH(3-1)-P-Zweigs zu bestimmen. Abbildung 2.7 zeigt ein solches OH-Spektrum, das mit dem GRIPS 6 Instrument bei dieser Auflösung gemessen wurde.

Temperatursensitivität

Die Ermittlung der Rotationstemperatur beruht auf der Bestimmung des Intensitätsverhältnisses der Rotationslinien eines Vibrationszweiges. Es gilt daher zu ermitteln, wie empfindlich die Intensitäten nach Gl. (2.25) auf Änderungen der Temperatur reagieren. Zunächst soll betrachtet werden, wie sich das Verhältnis von je zwei Linien in Abhängigkeit von der Temperatur entwickelt. Abbildung 2.8 a) zeigt den Verlauf der drei Verhältnisse $I_{P_1(2)}/I_{P_1(4)}$, $I_{P_1(3)}/I_{P_1(4)}$ und $I_{P_1(2)}/I_{P_1(3)}$ im Temperaturbereich zwischen 10 K und 1000 K. Unterhalb von 150 K führen bereits geringe Temperaturänderungen zu einer deutlichen Änderung dieser Verhältnisse. Jenseits von 500 K ändern sich die Linienverhältnisse dagegen kaum noch. Der Ausschnittvergrößerung 2.8 b) kann zudem entnommen werden, dass sich das Größenverhältnis einzelner Linienpaare bei bestimmten Temperaturen umkehrt. Dieser Wechsel findet bei Temperaturen von etwa 179 K, 271 K und 425 K statt. Die Umkehrung des Linienverhältnisses von $I_{P_1(2)}$ zu $I_{P_1(3)}$ bei 179 K lässt sich in den Messungen des Luftleuchtens im Jahresverlauf gut beobachten. So ist die $P_1(2)$ -Linie im kalten Sommer mit Nachtmitteltemperaturen bis unter 160 K eindeutig stärker als die $P_1(3)$ -Linie, während im überwiegenden Teil des Jahres die $P_1(3)$ -Linie die stärkste Linie des P-Zweigs ist.

Die Ableitung der Linienverhältnisse nach der Temperatur ermöglicht eine Aussage darüber, welches Linienpaar besonders empfindlich auf Temperaturänderungen reagiert. Abbildung 2.9 zeigt die nach T_{rot} abgeleiteten Intensitätsverhältnisse aus Abbildung 2.8b). Die Empfindlichkeit der Linienverhältnisse auf Temperaturänderungen ändert sich im Bereich von 150 K bis 300 K um etwa eine Größenordnung. So ändert sich das Intensitätsverhältnis bei einer Temperaturänderung von 150 K nach 151 K um etwa ein Prozent, bei einer Temperaturänderung von 300 K nach 301 K dagegen nur noch um etwa ein Promille. Dabei reagiert das Verhältnis von $I_{P_1(2)}$ zu $I_{P_1(4)}$ in diesem Temperaturbereich am empfindlichsten:

$$\left| \frac{\partial}{\partial T} \frac{I_{P_1(2)}}{I_{P_1(4)}} \right| > \left| \frac{\partial}{\partial T} \frac{I_{P_1(3)}}{I_{P_1(4)}} \right| > \left| \frac{\partial}{\partial T} \frac{I_{P_1(2)}}{I_{P_1(3)}} \right| \quad [\text{für } T < 1400 \text{ K}]. \quad (2.31)$$

Dies ist von Vorteil, da das Verhältnis von $I_{P_1(2)}$ zu $I_{P_1(4)}$ in der Lösung nach Gl. (2.30) auch am stärksten gewichtet wird. Offenbar gilt es bei der Auswertung von gemessenen Spektren jedoch auch zu berücksichtigen, dass die Unsicherheit bei der Bestimmung von T_{rot} bei steigender Temperatur und gleichbleibender Messgenauigkeit steigt.

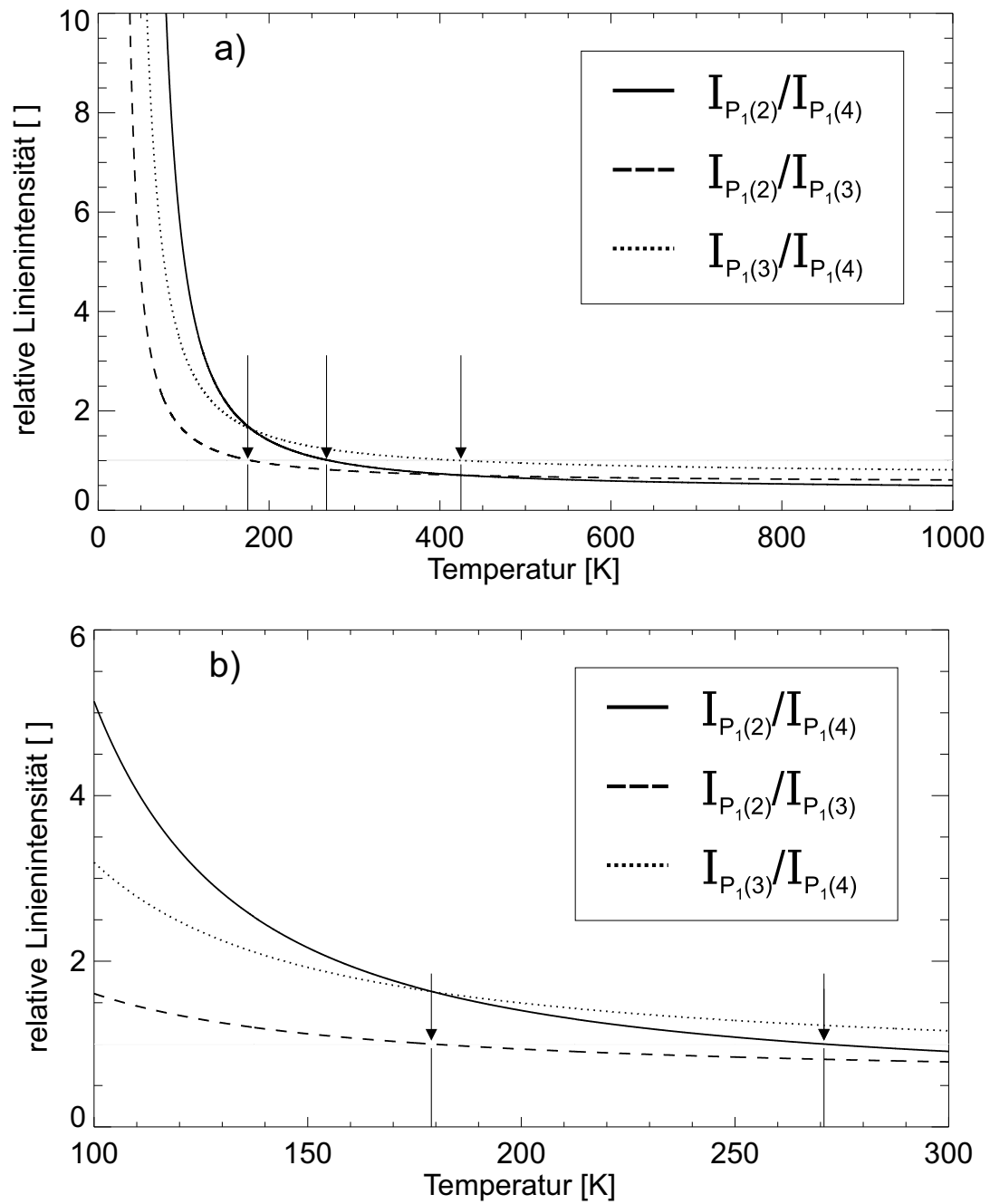


Abbildung 2.8: Abhängigkeit des Intensitätsverhältnisses einzelner Linienpaare von der Rotationstemperatur T_{rot} , a) bei hohen Temperaturen bewirken große Temperaturänderungen nur noch geringe Änderungen der relativen Linienintensitäten. Teilbild b) zeigt eine Ausschnittvergrößerung des für die Mesopause relevanten Temperaturbereichs. Die Pfeile markieren die Temperaturen, bei denen sich das Größenverhältnis einzelner Linienpaare umkehrt (179 K, 271 K und 425 K).

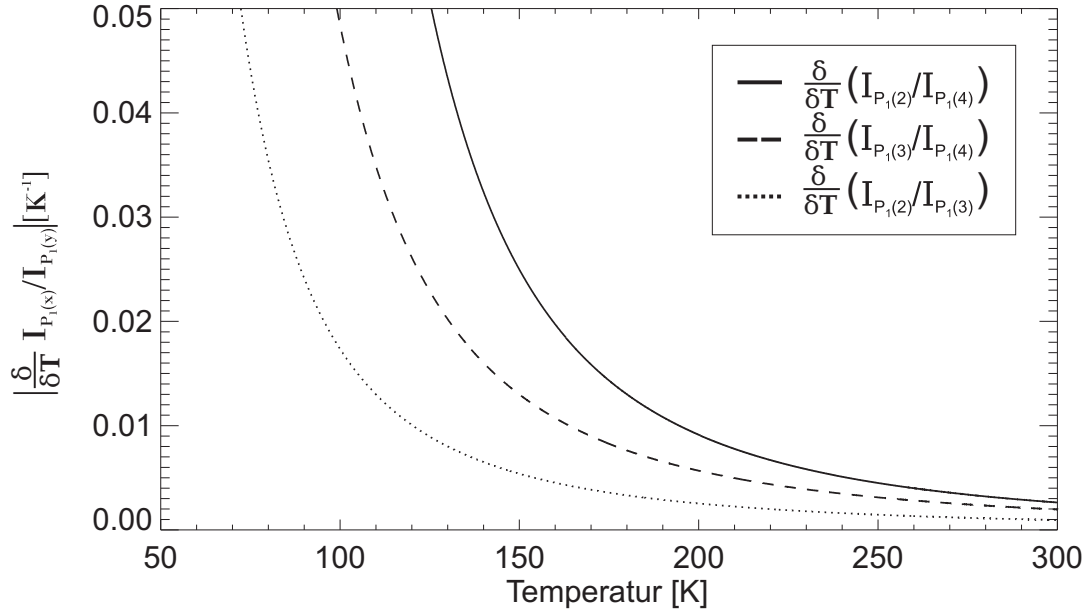


Abbildung 2.9: Absolutbetrag der Ableitungen der Linienverhältnisse aus Abbildung 2.8b) nach der Temperatur. Das Verhältnis $I_{P_1(2)}/I_{P_1(4)}$ reagiert im betrachteten Temperaturbereich am empfindlichsten auf Temperaturänderungen.

2.5 Genauigkeit der Temperaturbestimmung

Es gibt verschiedene Unsicherheitsquellen bei der Bestimmung der Rotationstemperatur. Letztere ergibt sich aus der Steigung der Ausgleichsgeraden bei Auftragung der logarithmierten Linienintensitäten gegen die Termwerte F_i . Dabei lassen sich die zufälligen Messunsicherheiten ΔI_i der einzelnen Linienintensitäten I_i in eine Unsicherheit der Geradensteigung und damit in die Unsicherheit ΔT der Rotationstemperatur T überführen. Systematische Fehler bleiben dabei jedoch zunächst unberücksichtigt. Insbesondere fehlt eine Aussage darüber, wie gut sich die Verteilung der Messwerte durch eine Gerade beschreiben lässt. In den folgenden Abschnitten werden daher die Ableitung eines Maßes für die Unsicherheiten und verschiedene Fehlerquellen - vor allem systematische Fehler - diskutiert.

Einzelne Linienpaare

Um zu ermitteln, wie sich Messfehler ΔI_i in Unsicherheiten ΔT der Lösung fortpflanzen, soll zunächst das Verhalten für den Fall untersucht werden, dass nur je zwei Linien vermessen werden. Für diesen Fall reduziert sich das überbestimmte Gleichungssystem Gl. (2.30) in ein exakt lösbares Gleichungssystem und es sind präzise Aussagen über das Verhalten bei gegebenen Messunsicherheiten möglich.

In Abschnitt 2.4 wurde die Sensitivität der Linienintensitäten gegenüber einer Änderung der Rotationstemperatur diskutiert. Kehrt man die Betrachtungsweise

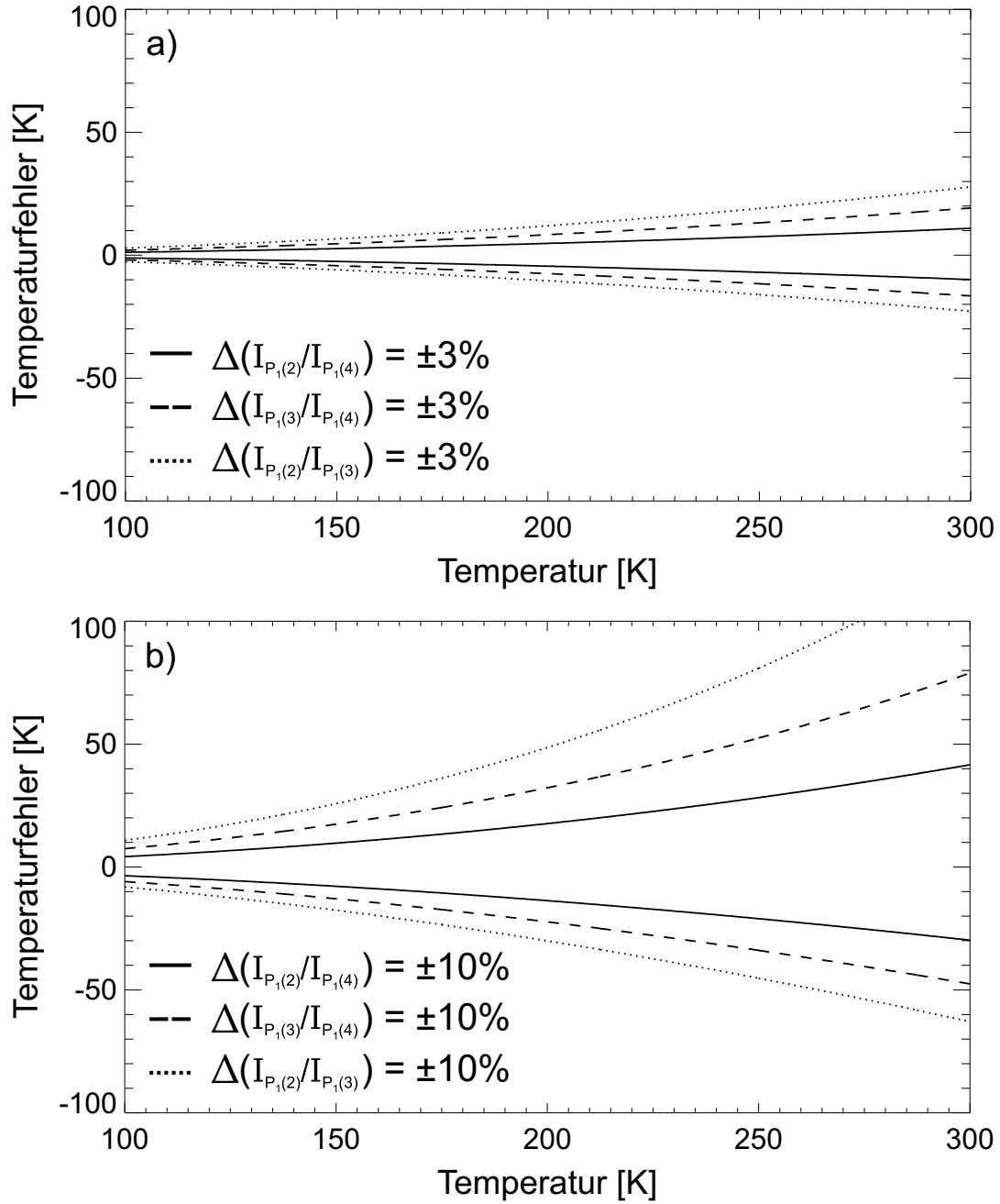


Abbildung 2.10: Temperaturabhängigkeit des Temperaturfehlers bei einer konstanten Unsicherheit des Intensitätsverhältnisses von 3% im oberen Bild bzw. 10% im unteren Bild. Im unteren Bild ist die Asymmetrie von ΔT_{rot} zwischen Über- und Unterschätzung des Intensitätsverhältnisses deutlich erkennbar. Wird das Verhältnis von $P_1(2)$ zu $P_1(4)$ bei 300 Kelvin zu 10% überschätzt, so wird die Temperatur um etwa 40 K überschätzt; wird das Verhältnis dagegen um 10% unterschätzt, so wird die Temperatur dagegen nur um etwa 30 K unterschätzt, siehe auch Tabellen 2.1 und 2.2.

um, so lässt sich ableiten, inwiefern sich Unsicherheiten bei der Intensitätsmessung auf die Temperaturberechnung auswirken. Da das Linienverhältnis $I_{P_1(2)}$ zu $I_{P_1(4)}$ am empfindlichsten auf Temperaturänderungen reagiert, wirken sich umgekehrt Unsicherheiten in der Intensitätsmessung bei diesem Linienpaar weniger stark auf die Bestimmung der Rotationstemperatur aus als bei den anderen Linienpaaren. Nach der Aussage aus Abschnitt 2.4 gilt ebenso, dass relative Messunsicherheiten von einem Prozent bei der Intensitätsmessung bei einer Temperatur von 150 K eine Temperaturunsicherheit von etwa einem Kelvin nach sich ziehen. Dagegen reicht bei einer Temperatur von 300 K bereits eine Messunsicherheit von einem Promille, um eine Unsicherheit von einem Kelvin bei der Temperaturbestimmung zu erzeugen, d.h. bei konstantem Messfehler ΔI steigt der Fehler ΔT_{rot} mit der absoluten Temperatur T_{rot} .

Abbildung 2.10 zeigt die Entwicklung der Temperaturunsicherheit ΔT_{rot} für alle drei Linienpaare bei Temperaturen zwischen 100 K und 300 K für zwei verschiedene Unsicherheiten $\sigma_i = \Delta I/I$ von 0,03 und 0,10. Bei einer Unsicherheit von 0,03 beträgt ΔT_{rot} für $T_{rot} = 100$ K für alle Linienpaare weniger als 3 K, für $T_{rot} = 300$ K beträgt ΔT_{rot} dagegen bereits etwa 10 K für das Linienpaar $I_{P_1(2)}/I_{P_1(4)}$ und deutlich über 20 K für das Linienpaar $I_{P_1(2)}/I_{P_1(3)}$. Außerdem wird ein symmetrischer Fehler $\pm \Delta I$ in ein asymmetrisches $\pm \Delta T_{rot}$ übersetzt. In den Tabellen 2.1 und 2.2 sind die Abweichungen vom wahren Temperaturwert bei einer drei- bzw. zehnprozentigen Über-/Unterschätzung des jeweiligen Linienverhältnisses für einige ausgewählte Temperaturen dargestellt. Deutlich erkennbar ist, dass sich Fehler beim Linienverhältnis von $I_{P_1(2)}$ zu $I_{P_1(3)}$ am stärksten auf ΔT_{rot} auswirken. Sie sind im gesamten betrachteten Temperaturbereich doppelt so groß wie für das Linienverhältnis von $I_{P_1(2)}$ zu $I_{P_1(4)}$. Zudem liegt ΔT_{rot} für alle Linien bei einer zehnprozentigen Unsicherheit bereits ab 200 K im zweistelligen Bereich.

Dies demonstriert zum einen die Anforderung an die Präzision der Messungen, zum anderen aber auch die Notwendigkeit die $P_1(4)$ -Linie trotz der Überlagerung durch die Linie $R_1(6)$ -Linie des OH(4-2)-Übergangs in die Auswertung miteinzubeziehen. Die größere Stabilität gegenüber Messfehlern ist ein Grund, warum

Tabelle 2.1: Abweichung vom wahren Temperaturwert bei dreiprozentiger Unter- bzw. Überschätzung des jeweiligen Linienverhältnisses für verschiedene Temperaturen.

Temperatur	$I_{P_1(2)}/I_{P_1(4)}$		$I_{P_1(3)}/I_{P_1(4)}$		$I_{P_1(2)}/I_{P_1(3)}$	
100 K	-1.1 K	1.2 K	-1.9 K	2.0 K	-2.7 K	2.9 K
150 K	-2.5 K	2.7 K	-4.3 K	4.7 K	-5.9 K	6.6 K
200 K	-4.5 K	4.8 K	-7.5 K	8.4 K	-10.4 K	12.0 K
250 K	-6.9 K	7.6 K	-11.6 K	13.2 K	-16.0 K	19.0 K
300 K	-9.9 K	10.9 K	-16.6 K	19.2 K	-22.8 K	27.8 K

Tabelle 2.2: Wie Tabelle 2.1 jedoch bei zehnprozentiger Unter- bzw. Überschätzung des jeweiligen Linienverhältnisses.

Temperatur	$I_{P_1(2)}/I_{P_1(4)}$		$I_{P_1(3)}/I_{P_1(4)}$		$I_{P_1(2)}/I_{P_1(3)}$	
100 K	-3.5 K	4.2 K	-5.9 K	7.5 K	-8.1 K	10.8 K
150 K	-8.8 K	9.7 K	-12.9 K	17.4 K	-17.6 K	25.8 K
200 K	-13.7 K	17.7 K	-22.3 K	32.2 K	-30.1 K	48.6 K
250 K	-21.0 K	28.2 K	-33.9 K	52.5 K	-45.3 K	80.9 K
300 K	-29.8 K	41.6 K	-47.6 K	78.8 K	-62.9 K	124.6 K

bei Instrumenten, die nur zwei Linien des OH(3-1)-P-Zweigs für die Temperaturmessung heranziehen, die Linien $P_1(2)$ und $P_1(4)$ ausgewählt werden, siehe z.B. „Advanced Mesosphere Temperature Mapper“ (AMTM) (Michael J. Taylor, private Mitteilung).

Fehlerfortpflanzung im überbestimmten System

Nun soll die Auswirkung von Messfehlern im überbestimmten System gemäß Gl. (2.30) untersucht werden. Die Unsicherheiten ΔI_i der einzelnen Linienintensitäten I_i können für jede Linie zunächst als gleich groß angenommen werden: $\sigma_i = \sigma = \text{const.}$. Folglich lässt sich die Kovarianzmatrix $\underline{\underline{C}}_I$ der Intensitätsmessung durch eine Einheitsmatrix $\mathbb{1}$ beschreiben:

$$\underline{\underline{C}}_I = \sigma^2 \mathbb{1} . \quad (2.32)$$

Wie aus Gl. (2.27) hervorgeht, lässt sich dies jedoch bereits nicht mehr auf die Kovarianzmatrix des Datenvektors \underline{y} übertragen, da $\Delta_{y_1} \neq \Delta_{y_2} \neq \Delta_{y_3}$ und es gilt:

$$\underline{\underline{C}}_y = \langle \underline{\Delta y} \underline{\Delta y}^T \rangle \neq \Delta_y^2 \mathbb{1} . \quad (2.33)$$

Nichtsdestotrotz lässt sich diese Kovarianzmatrix in die Kovarianzmatrix der Lösung übertragen:

$$\underline{\underline{C}}_x = \langle \underline{\Delta x} \underline{\Delta x}^T \rangle = (\underline{\underline{G}}^T \underline{\underline{G}})^{-1} \underline{\underline{G}}^T \cdot \langle \underline{\Delta y} \underline{\Delta y}^T \rangle \cdot \underline{\underline{G}} (\underline{\underline{G}}^T \underline{\underline{G}})^{-1} . \quad (2.34)$$

In der experimentellen Praxis zeigt sich jedoch, dass je nach eingesetztem Messinstrument und individuellen Beobachtungsbedingungen davon auszugehen ist, dass sowohl $\underline{\underline{C}}_I$ als auch $\underline{\underline{C}}_y$ von null verschiedene Einträge abseits der Hauptdiagonalen besitzen, d.h. dass die Messunsicherheiten ΔI_i miteinander korreliert sind. So wird bei der Formulierung der Gleichung (2.24) vernachlässigt, dass die OH-Linien von einem gewissen Untergrund überlagert sein können. Sei es, dass es eine gewisse Resthelligkeit am Nachthimmel gibt, oder dass das Messinstrument über einen endlichen Dunkelstrom verfügt. In beiden Fällen muss im Messsignal

erst das Untergrundniveau bestimmt werden, dem das OH-Rotationsspektrum überlagert ist. Auch die Bestimmung dieses Untergrundniveaus ist mit einem Messfehler behaftet. Während sich jedoch der Messfehler bei einer einzelnen Linie nicht auf die anderen Linien auswirkt, so wirkt sich ein Messfehler bei der Bestimmung des Untergrunds auf alle Linien aus. Die Aufstellung der Kovarianzmatrix $\underline{\underline{C}}_y$ wird dadurch erheblich erschwert.

Anstatt Gl. (2.34) zur Bestimmung von Δx bzw. ΔT_{rot} zu verwenden, wird daher Gl. (2.30) für ein Ensemble unterschiedlicher Werte von \underline{y} gelöst, die sich ergeben, wenn angenommen wird, dass sich die Daten im Vektor \underline{y} aus den wahren Werten \hat{y}_i und verschiedenen Realisierungen der Messunsicherheiten Δy_i zusammensetzen:

$$y_i = \hat{y}_i \pm \Delta y_i. \quad (2.35)$$

Nachdem die Linienintensitäten, der Untergrund und ihre Unsicherheiten bestimmt worden sind, erfolgt die Abschätzung der Präzision der zugehörigen Rotationstemperatur. Dazu wird Gl. (2.30) für die unterschiedlichen Ausführungen des Datenvektors \underline{y} , die sich nach Gl. (2.35) ergeben, gelöst. Aus der Unsicherheit $\pm \Delta I$ für die vier Intensitätswerte I ergeben sich so $3^4 = 81$ Kombinationsmöglichkeiten, also auch 81 unterschiedliche Rotationstemperaturen, die aus einem einzelnen Spektrum berechnet werden. Die Streuung dieser Werte, ausgedrückt durch deren Standardabweichung, ist ein direktes Maß für die statistische Genauigkeit der aus dem Spektrum bestimmten Temperatur. Bei dieser Ensemble-Rechnung ist zudem sichergestellt, dass die iterative Korrektur der $P_1(4)$ -Linienintensität korrekt berücksichtigt wird.

Diese anhand der Unsicherheiten ΔI_i bestimmte Unsicherheit ΔT berücksichtigt zufällige Abweichungen, wie sie je nach Art der Messung oder des verwendeten Instruments auftreten. Sie ermöglicht jedoch keine Aussage darüber, wie gut sich die Messungen I_i durch die Annahme einer Verteilung gemäß Gl. (2.24) darstellen lassen. Solche systematischen Abweichungen sollten sich darin äußern, dass sich die drei gemessenen Linienintensitäten nicht durch einen linearen Zusammenhang in Beziehung setzen lassen. Ein Maß für diese systematischen Abweichungen und deren Ursachen wird in den folgenden Abschnitten diskutiert.

Inversionsproblematik

Die Lösung des Inversionsproblems nach Gl. (2.30) stellt eine Lösung anhand der Minimierung der Residuenquadrate dar, für die (nahezu) immer eine eindeutige Lösung existiert. Aber weder anhand der Kovarianzmatrix Gl. (2.34) noch anhand der Menge der Rotationstemperaturen, die sich bei der Variation der Linienintensitäten um ihren Messfehler ergeben, ist eine Aussage darüber möglich, wie gut sich ein gemessenes Spektrum durch das angenommene physikalische Modell $\underline{\underline{G}}$ darstellen lässt. Konkret bedarf es also einer Angabe darüber, wie gut

sich die Verteilung der Linienintensitäten I_i in einem gemessenen Spektrum nach Gl. (2.24) durch eine einzige Rotationstemperatur beschreiben lassen. Als Lösung gibt Gl. (2.30) denjenigen Temperaturwert an, der von der Gesamtheit der Einzelmessungen den geringsten Abstand aufweist. Die Einzelmessungen selbst können dabei einen großen Abstand von der durch Gl. (2.30) bestimmten Lösung haben. Insbesondere liefert jede beliebige Intensitätskombination - auch physikalisch unwahrscheinliche oder gar unmögliche - ein eindeutiges Resultat für die Rotationstemperatur. Außer der Angabe eines statistischen Fehlers bedarf es daher einer zweiten Angabe, die eine Aussage darüber ermöglicht, wie groß der Abstand einer gegebenen Intensitätsverteilung gegenüber der exakten Lösung ist. Als Maß für den Abstand einer Messung von der theoretisch vorhergesagten Verteilung kann die Summe der Residuenquadrate dienen:

$$Q = (\underline{Gx} - \underline{y})^T (\underline{Gx} - \underline{y}) . \quad (2.36)$$

Gemäß der Definition von \underline{y} nach Gl. (2.27) lässt sich Q nicht ohne Weiteres mit den gemessenen Intensitäten I_i vergleichen. Alternativ zu den Residuenquadraten kann die nach Gl. (2.30) bestimmte Temperatur T_{rot} mit den drei Temperaturwerten verglichen werden, die sich bei Berücksichtigung von nur je zwei Linien in der Berechnung ergeben (s.o.). Werden die Beträge der drei Differenzen aufsummiert, so erhält man eine einfache Angabe T_d darüber, wie stark sich die Einzelwerte in der Summe vom Wert der Ausgleichsrechnung T_{rot} unterscheiden. Im Idealfall beträgt diese Distanz T_d null Kelvin:

$$T_d = |T_{rot} - T_{(P_1(2)/P_1(3))}| + |T_{rot} - T_{(P_1(3)/P_1(4))}| + |T_{rot} - T_{(P_1(2)/P_1(4))}|. \quad (2.37)$$

Mit dem nachträglich wieder eingeführten Vorzeichen wird dabei angegeben, ob der für die $P_1(3)$ -Linie gemessene Wert gegenüber der nächstgelegenen theoretischen Lösung zu groß (+) oder zu klein (-) ist. In Abwesenheit von systematischen Fehlern sollten die Werte von I_d für eine genügend große Anzahl von Messungen gleichermaßen positiv wie negativ sein. In Abbildung 2.11 ist die Ermittlung von I_d graphisch dargestellt. Ausgegangen wird von normierten Spektren, bei denen die Intensität der $P_1(2)$ -Linie den Wert eins annimmt. Die Intensitäten der $P_1(3)$ - und $P_1(4)$ -Linie sollen beliebige Werte zwischen null und zwei annehmen können. Für jede Intensitätskombination ist dann die sich nach Gl. (2.30) ergebende Rotationstemperatur im Intervall von 10 K (dunkelblau) bis 1000 K (rot) farblich dargestellt. Im Abstand von 50 K sind zudem die entsprechenden Isolinien der Temperatur eingezeichnet. Die exponentiell ansteigende Funktion, welche die Isolinien schneidet, stellt die exakte Lösung dar, die jedem Temperaturwert eindeutig eine Intensitätsverteilung zuordnet. Der durch eine Raute markierte Punkt 1 symbolisiert eine Messung mit $I_{P_1(3)} = 1,4$ und $I_{P_1(4)} = 0,6$. Die zugehörige Rotationstemperatur beträgt 170,9 K. Zum Vergleich stellt der durch ein Quadrat markierte Punkt 2 die Intensitätswerte da, die sich theoretisch für eine Temperatur von 170,9 K ergeben sollten. Punkt 3 wiederum markiert die

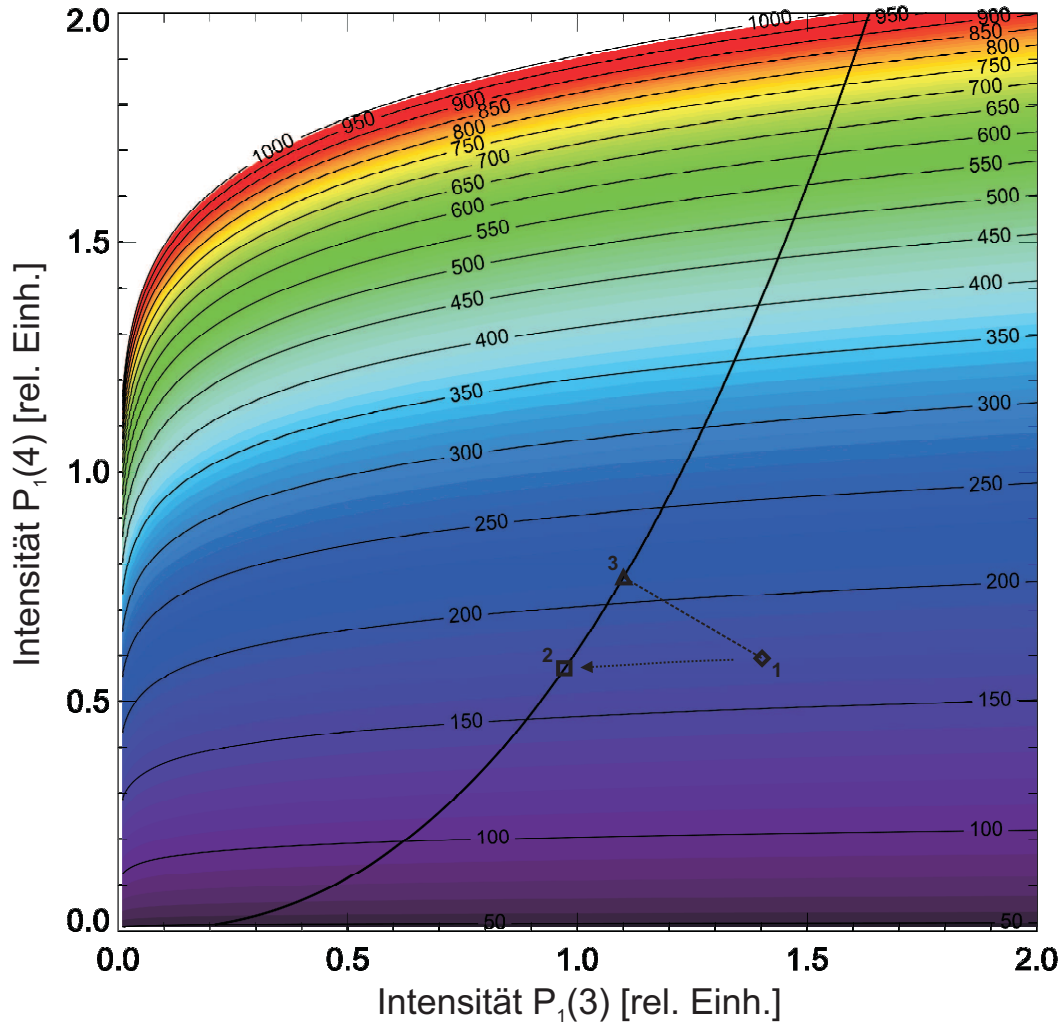


Abbildung 2.11: Lösungsraum der Rotationstemperaturen für verschiedene Kombinationen von $I_{P_1(3)}$ und $I_{P_1(4)}$ im Wertebereich zwischen 0 und 2,0 (Intensitätswerte normiert auf $I_{P_1(2)} = 1,0$). Die Farben symbolisieren Temperaturen zwischen 10 K (dunkelblau) bis 1000 K (rot). Zur Orientierung sind im Abstand von 50 K zudem die Isolinien der Temperatur eingezeichnet. Die exponentiell ansteigende Funktion beschreibt die theoretische Abhängigkeit der Linienintensität von der Temperatur. Sei Punkt 1 ein Messwert, dann wird ihm die Temperatur von Punkt 2 der theoretischen Lösung zugeordnet. Die Projektion von Punkt 1 auf die theoretische Lösung ergibt einen minimalen Abstand von etwa 0,35 Einheiten zwischen Theorie und Messung (Verbindung von Punkt 1 und Punkt 3).

Intensitätswerte, die den minimalen Abstand von den gemessenen Werten haben und gleichzeitig mit der Theorie exakt übereinstimmen. Der Wert von I_d beträgt in diesem Beispiel 0,348 und der Wert von T_{kd} ca. 213 K. Da die Intensität $P_1(2)$ auf eins normiert wurde, gibt dieser Wert von I_d an, dass die Intensitätsverteilung erheblich verändert werden müsste, um die Messung auf eine Verteilung zurückzuführen, die einer theoretisch exakten Lösung (anderer Temperatur!) entsprechen würde. Die notwendige Änderung entspricht etwa 35 Prozent des Werts der $I_{P_1(2)}$ -Linie bzw. knapp 12 Prozent der Intensität des Gesamtspektrums. Drückt man den Abstand stattdessen gemäß Gl. (2.36) als die dimensionslose Größe Q aus, so ergibt sich ein Wert von 0,08, der sich nicht anschaulich in Verbindung zu den Messwerten setzen lässt. Diese sonst gebräuchliche Größe ist als Qualitätsparameter also weniger geeignet. Der große Abstand zur theoretischen Lösung wird durch den Wert von T_d bestätigt, der angibt, dass sich die drei Einzeltemperaturen im Mittel um mehr als 90 K von dem Wert T_{rot} der Ausgleichsrechnung unterscheiden. Aus Abbildung 2.11 geht anhand der Isolinien der Temperatur außerdem deutlich hervor, dass viele Intensitätsverteilungen auf dieselbe Rotationstemperatur führen können.

Abbildung 2.12 veranschaulicht diese Eigenschaft und die Bedeutung der unterschiedlichen Güteparameter an vier hypothetischen Messungen. Alle Intensitätsverteilungen, die als graue Säulen im richtigen Größenverhältnis dargestellt sind, führen nach Gl. (2.30) auf dieselbe Rotationstemperatur von 215 K. Dabei wurde den Linienintensitäten in den Abbildungen 2.12 a) bis c) zudem ein Messfehler von drei Prozent (bezogen auf die $P_1(2)$ -Linie) zugrunde gelegt. Da in den abgebildeten Beispielen die $P_1(3)$ -Linie stärker und die $P_1(4)$ -Linie schwächer ist, sind die deren Fehlerbalken in der Abbildung entsprechend etwas kleiner bzw. größer. Dargestellt ist außerdem, wie die hypothetisch gemessene Intensität der $P_1(4)$ -Linie (grau) durch den Iterationsalgorithmus (s. Abb. 2.6) nach unten korrigiert wird. Abbildung 2.12 a) zeigt den nahezu idealisierten Fall, in dem auch die Temperaturen, die aus dem Verhältnis von nur zwei Linien bestimmt werden, mit dem durch die Ausgleichsgeraden bestimmten Wert übereinstimmen; die Werte für T_d und I_d sind mit 0,2 K bzw. $< 0,001$ entsprechend klein. Abbildung 2.12 b) zeigt den realistischeren Fall, in dem die einzelnen Messwerte mehr oder weniger stark von der Ausgleichsgeraden abweichen, obwohl die einzelnen Intensitäten augenscheinlich nur wenig von Situation 2.12 a) abweichen. Entsprechend klein ist auch der Wert von I_d mit etwa +0,08. T_d ist deutlich sensitiver und beträgt bereits etwa 61 K. Abbildung 2.12 c) zeigt einen Fall, in dem die einzelnen Messwerte sehr stark voneinander abweichen: I_d beträgt +0,426 und T_d 696 K. Jedoch ist nicht nur die ermittelte Rotationstemperatur für alle Spektren dieselbe, sondern auch deren statistische Unsicherheit ΔT ist mit 7,5 K bis 7,6 K nahezu identisch. Unter der Annahme, dass die Messungenauigkeit vernachlässigbar klein ist, wurde für Abbildung 2.12 d) die Intensitätsverteilung von Abbildung 2.12 c) reproduziert. Betrachtet man die Verteilung der Einzelmessungen gegenüber der Ausgleichsgeraden, so ist die ausschließliche Angabe einer Unsicherheit der Rota-

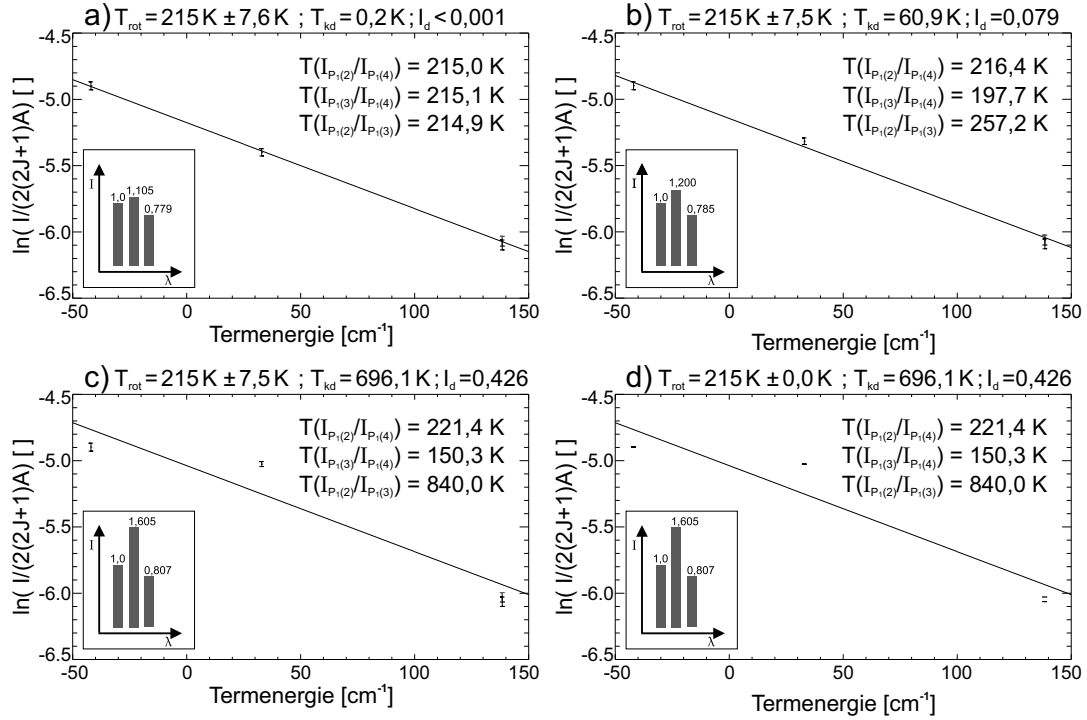


Abbildung 2.12: Dargestellt sind vier verschiedene Intensitätsverteilungen, die nach Gl. (2.30) alle dieselbe Temperatur von 215 K ergeben. Teilbild a) zeigt die Situation, in der auch die Einzeltemperaturen, die sich aus dem Vergleich von nur zwei Linien errechnen, 215 K ergeben. Teilbilder b) bis d) zeigen Situationen, in denen die einzelnen Linien mehr oder weniger von der idealen Intensitätsverteilung abweichen. Der statistische Fehler berücksichtigt nur die Unsicherheit der Einzelmessungen. In Situation d) ist dieser vernachlässigbar klein. Die Abweichung von der idealen Verteilung wird aber durch die Parameter T_d und I_d erfasst. Die Details sind im Text näher erläutert.

tionstemperatur von 0 K jedoch spätestens an dieser Stelle problematisch, denn eine solche Messung ist keinesfalls besser als die in Abbildung 2.12a) dargestellte.

Obwohl die beiden Parameter I_d und T_d eng miteinander verknüpft sind, erleichtert die Verwendung beider Parameter die Interpretation der Güte eines gemessenen Spektrums. So ist I_d leicht mit den Messunsicherheiten vergleichbar, weil der Parameter sich auf die direkt gemessenen Größen (Linienintensitäten) bezieht. T_d dagegen berücksichtigt, dass sich konstante Werte von I_d bei unterschiedlichen absoluten Temperaturen unterschiedlich stark auf die abgeleiteten Temperaturen auswirken. So steigt T_d bei konstantem I_d bei höheren absoluten Temperaturen. Dies ist anschaulich klar, wenn man den Abstand der Isolinien in Abbildung 2.11 betrachtet.

Zwar wäre es möglich, die Angabe von I_d bzw. T_d direkt mit der Angabe des statistischen Fehlers ΔT zu verknüpfen, dagegen spricht jedoch, dass I_d und T_d

unter Umständen stark von systematischen Fehlern unterschiedlicher Ursache beeinflusst werden können. Die Angabe von I_d und T_d sollte daher unabhängig von ΔT erfolgen. Können Fehler in der Kalibration der Messinstrumente ausgeschlossen werden, so bleiben als Quellen systematischer Abweichungen zunächst die ungenügend bekannten Einsteinkoeffizienten, deren Wert den Verlauf der exakten Lösung in Abbildung 2.11 beschreibt, sowie eine mögliche Ungenauigkeit im Iterationsverfahren von Lange (1982), das gemäß Abbildung 2.6 ab etwa 250 K merkliche Abweichungen gegenüber den zugrunde liegenden Werten aufweist. Letztlich ist auch die Annahme, dass sich die abstrahlenden Moleküle im lokalen thermodynamischen Gleichgewicht befinden, mit einer gewissen Unsicherheit behaftet. So haben Pendleton et al. (1993) gezeigt, dass sich für höhere Rotationsübergänge, ab etwa $J_{\nu_2} = 13/2$ nicht mehr dieselben Rotationstemperaturen ableiten lassen, wie für die niedrigeren Übergänge, weil die hohen Rotationsniveaus nicht mehr thermisch besetzt sind. Zwar werden hier nur Übergänge bis zu $J_{\nu=3} = 7/2$ verwendet, jedoch können geringe Abweichungen von der thermischen Besetzung nicht a priori ausgeschlossen werden. Insbesondere sind Situationen denkbar, in denen das lokale thermodynamische Gleichgewicht kurzfristig, z. B. durch starke atmosphärische Wellen, gestört wird, selbst wenn es im Mittel gegeben ist. Im Folgenden werden verschiedene Ursachen diskutiert, die in der Analyse zu systematischen Abweichungen und damit endlichen Werten von I_d und T_d führen können.

Nichtlinearität der Temperaturableitung

Bodenbasierte Messungen der OH-Emissionslinien stellen eine Mittelung in Raum Zeit dar. Die von den GRIPS-Instrumenten aufgezeichnete Intensität stammt dabei gewöhnlich aus einem Volumen von mehreren hundert Kubikkilometern. Nun ist nicht anzunehmen, dass die Temperatur in einem so großen Bereich tatsächlich konstant ist. Vielmehr tragen Emissionen aus vielen verschiedenen Raum- und damit oft auch Temperaturbereichen zum gemessenen mittleren Spektrum bei. Aufgrund der Nichtlinearität von Gl. (2.24) folgt dabei aber, dass das Summen-

Tabelle 2.3: Auswirkung der Nichtlinearitäten in Gl. (2.24) auf die Temperaturberechnung. Die Summe zweier gemessener Einzelintensitäten (1+2) ergibt in der Bestimmung der Rotationstemperatur nicht das arithmetische Mittel der zugehörigen Einzeltemperaturen (3).

Spektrum	$I_{P_1(2)}$	$I_{P_1(3)}$	$I_{P_1(4)}$	T_{rot}	$T(\frac{P_1(2)}{P_1(3)})$	$T(\frac{P_1(3)}{P_1(4)})$	$T(\frac{P_1(2)}{P_1(4)})$
1	1.000	1.0025	0.616	180.0 K	180.0 K	180.0 K	180.0 K
2	1.000	1.1180	0.801	220.0 K	220.0 K	220.0 K	220.0 K
1+2	2.000	2.1205	1.417	199.3 K	198.5 K	199.8 K	199.3 K
3	2.000	2.1290	1.424	200.0 K	200.0 K	200.0 K	200.0 K

spektrum zweier Einzelspektren unterschiedlicher Rotationstemperatur nicht notwendigerweise dieselbe mittlere Temperatur ergibt. Die Differenzen sind gering, können aber zu systematischen Abweichungen führen. Wie das Beispiel in Tabelle 2.3 zeigt, äußert sich die Abweichung besonders darin, dass die aus den drei einzelnen Linienverhältnissen des Summenspektrums berechneten Temperaturen nicht mehr übereinstimmen, obwohl dies in den zugrunde gelegten Spektren 1 und 2 noch der Fall war. Auffallend ist in dem gewählten Beispiel zudem, dass die mittlere Rotationstemperatur in Richtung der kälteren Einzeltemperatur abweicht, obwohl die Intensität des zugehörigen Spektrums 1 aufgrund der gewählten Normierung nur etwa 90% des Einzelspektrums 2 beträgt. Tragen also Bereiche deutlich unterschiedlicher Temperatur zum gemessenen Spektrum bei, so ist es unwahrscheinlich, dass sich die gemessenen Linienintensitäten so perfekt durch eine einzelne Rotationstemperatur beschreiben lassen, wie es in Abbildung 2.12 a) dargestellt ist.

Generell ist jedoch davon auszugehen, dass diese Nichtlinearitäten nur wenig Einfluss auf das Gesamtergebnis nehmen werden, da der Temperaturunterschied zwischen den Bereichen 1 und 2 mit 40 K vergleichsweise hoch angesetzt wird, aber die Abweichung des Mittelwerts dennoch nur in der Größenordnung von einem Kelvin liegt. Einerseits sind solch starke Temperaturgradienten über die vertikale Ausdehnung der OH-Schicht, die sich in der Mesopausenregion - also dem Höhenbereich eines relativen Temperaturminimums - befindet, nicht zu erwarten. Andererseits werden sich die Temperaturunterschiede nicht auf zwei einzelne Bereiche relativ großer Differenz beschränken, vielmehr gibt es beliebig viele Atmosphärenvolumina mit beliebig kleinen Unterschieden, so dass sich die Differenzen letztlich wegmitteln sollten. Von Interesse ist dieses Verhalten aber gegebenenfalls in Gegenwart starker atmosphärischer Wellen, die kurzfristig kleinräumige Temperaturunterschiede in dieser Größenordnung hervorrufen können. Weiterhin stellt sich bei zeitlich hochaufgelösten Spektren die Frage, ob bei einer potentiellen Datenreduzierung eine Mittelung der Temperaturen erfolgen sollte oder erst eine Mittelung der Spektren und anschließend die Temperaturberechnung aus dem zeitlich gemittelten Spektrum. Die Ergebnisse werden jedenfalls nicht identisch sein.

Einsteinkoeffizienten und Termwerte

Wie bereits zu Beginn von Abschnitt 2.4 erwähnt, enthält Gl. (2.24) einige physikalische Konstanten, die aus aufwendigen Herleitungen folgen, denen sowohl theoretische Überlegungen als auch Messungen zugrunde liegen. Mit besser werdenden Verfahren und immer höherer zur Verfügung stehender Rechenleistung wurden diese Konstanten im Laufe der Zeit immer wieder neu berechnet.

Seit 1974 wurden mindestens sieben verschiedene Sätze von gut dokumentierten Einsteinkoeffizienten für die Rotations-Vibrationsübergänge des OH-Moleküls publiziert. Sie stellen das Inverse der Strahlungslebensdauer τ der angeregten

Tabelle 2.4: Sieben unterschiedliche seit 1974 veröffentlichte Angaben für die Einsteinkoeffizienten der hier betrachteten Übergänge (LWR = Langhoff et al. (1986); NSNOB = Nelson et al. (1990); TL = Turnbull and Lowe (1989); HPG = Holtzclaw et al. (1993); HITRAN = HITRAN-2004 Datenbank für Molekülspektroskopie, s. Rothman et al. (2005), die Daten über das OH-Molekül darin basieren auf Goldman et al. (1998); vdLG = van der Loo and Groenenboom (2007). Da nur das relative Verhältnis der Koeffizienten Einfluss auf die Rotationstemperatur nimmt, sind die Koeffizienten im unteren Bereich der Tabelle auf den Wert von $A_{P_1,3/2}$ normiert worden. In dieser Darstellung weichen die einzelnen Werte nur noch um maximal 4% voneinander ab.

Quelle	$A_{P_1,3/2} [s^{-1}]$	$A_{P_1,5/2} [s^{-1}]$	$A_{P_1,7/2} [s^{-1}]$
Mies, 1974	16.742	20.367	21.823
LWR, 1986	9.998	12.327	13.367
TL, 1989	17.119	20.732	22.112
NSNOB, 1990	11.8	14.5	15.6
HPG, 1993	11.68	14.34	15.48
HITRAN, 2004	23.66	28.94	31.17
vdLG, 2007	20.519	25.199	27.243
Mies, 1974	1.0	1.2165	1.3035
LWR, 1986	1.0	1.2329	1.3370
TL, 1989	1.0	1.2111	1.2917
NSNOB, 1990	1.0	1.2288	1.3220
HPG, 1993	1.0	1.2277	1.3253
HITRAN, 2004	1.0	1.2232	1.3174
vdLG, 2007	1.0	1.2281	1.3277

Zustände dar. Obwohl es sich bei den Einsteinkoeffizienten um stoffspezifische Größen handelt, die temperaturunabhängig sind, nehmen sie Einfluss auf die aus den gemessenen Intensitäten berechnete Rotationstemperatur. Denn die gemessenen Intensitäten der einzelnen Übergänge sind über Gl. (2.24), in die auch die Einsteinkoeffizienten eingehen, mit der Rotationstemperatur verknüpft. Tabelle 2.4 gibt die Einsteinkoeffizienten der $P_1(2)$ -, $P_1(3)$ - und $P_1(4)$ -Linien des OH(3-1)-Zweigs aus den Veröffentlichungen von Mies (1974), Langhoff et al. (1986), Turnbull and Lowe (1989), Nelson et al. (1990), Holtzclaw et al. (1993) und van der Loo and Groenenboom (2007) sowie aus der HITRAN-2004-Datenbank (*high-resolution transmission molecular absorption database*), Rothman et al. (2005) wieder. Soweit erforderlich werden die Angaben gegenüber den Originalveröffentlichungen umgerechnet, so dass alle Werte direkt vergleichbar sind. In der aktuellsten Berechnung berücksichtigen van der Loo and Groenenboom (2007) im Gegensatz zu den anderen Arbeiten beispielsweise explizit die Aufspaltung der P_1 -Linien durch das Λ – *Doubling* (s. Kapitel 2.3). Die in Tabelle 2.4 genann-

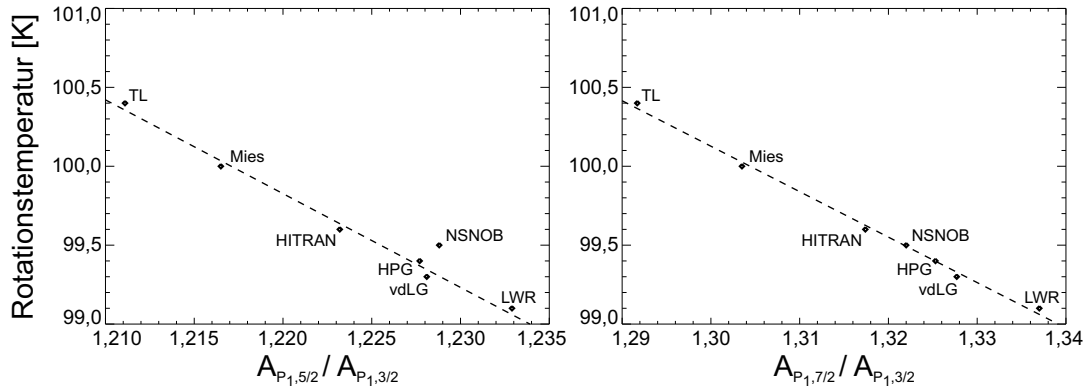


Abbildung 2.13: Abhängigkeit der berechneten Rotationstemperatur von der relativen Größe der Einsteinkoeffizienten bei etwa 100 Kelvin: links für $A_{P_{1,5/2}}$ zu $A_{P_{1,3/2}}$ und rechts für $A_{P_{1,7/2}}$ zu $A_{P_{1,3/2}}$. Die Bedeutung der Abkürzungen ist dieselbe wie in Tabelle 2.4. Der Wert von Nelson et al. (1990) in der linken Darstellung weicht deutlich vom ansonsten linearen Verlauf ab.

ten Koeffizienten stellen daher die Summe der Koeffizienten der jeweiligen Linien dar und sind überdies auf drei Nachkommastellen gerundet. Wie ersichtlich wird, schwanken die Angaben um den Faktor zwei bis drei. Eine eingehende Betrachtung des Zusammenhangs zwischen Temperatur und Linienintensität gemäß Gl. (2.30) ergibt allerdings, dass nicht die absolute Größe der Einsteinkoeffizienten die Rotationstemperatur bestimmt, sondern lediglich deren relatives Verhältnis. Im unteren Teil von Tabelle 2.4 sind die Koeffizienten daher auf den Wert von $A_{P_{1,3/2}}$ normiert worden. In dieser Darstellung weichen die unterschiedlichen Werte um weniger als vier Prozent voneinander ab.

Die Rotationstemperaturen, die sich bei Verwendung der unterschiedlichen Koeffizientensätze ergeben, sind für ausgewählte Temperaturen in Tabelle 2.5 dargestellt. Bei einer absoluten Temperatur von etwa 100 Kelvin liegen die Unterschiede bei nur etwa 1 K, bei etwa 300 Kelvin dagegen betragen die Differenzen dagegen deutlich mehr als 10 K. Offenbar gilt auch, dass im Verhältnis zu $A_{P_{1,3/2}}$ niedrige Werte von $A_{P_{1,5/2}}$ und $A_{P_{1,7/2}}$ zu höheren Temperaturen führen. Dies ist plausibel, denn befinden sich die OH-Moleküle im thermodynamischen Gleichgewicht mit ihrer Umgebung, dann führt bei gleicher Temperatur eine höhere Strahlungslebensdauer (niedriger Einsteinkoeffizient) der höheren Niveaus (relativ zu niedrigen Niveaus) zu einer geringeren Emissionsrate von den höheren Niveaus und damit letztlich zu einer geringeren Intensität der zugehörigen Linie. Wird jedoch von einer geringeren Emissionsrate ausgegangen als beobachtet, dann wird dem Spektrum in der Analyse eine höhere Rotationstemperatur zugeordnet. Abbildung 2.13 zeigt, dass dabei eine beinahe lineare Abhängigkeit der Rotationstemperatur von der relativen Größe von $A_{P_{1,5/2}}$ bzw. $A_{P_{1,7/2}}$ besteht. Die einzige Ausnahme bildet der von Nelson et al. (1990) publizierte (normierte) Wert für $A_{P_{1,5/2}}$. Wahrscheinlich ist die Angabe der Einsteinkoeffizienten mit nur

Tabelle 2.5: Anhand unterschiedlicher Einsteinkoeffizienten aus identischen Intensitätsverteilungen abgeleitete Temperaturen im Vergleich. Die Bedeutung der Abkürzungen ist dieselbe wie in Tabelle 2.4. Mit steigender absoluter Temperatur wachsen auch die Unterschiede zwischen den Temperaturwerten, die mittels der unterschiedlichen Koeffizienten berechnet werden.

T_{Mies}	T_{LWR}	T_{NSNOB}	T_{TL}	T_{HPG}	T_{HITRAN}	T_{vdLG}
100.0 K	99.1 K	99.5 K	100.4 K	99.4 K	99.6 K	99.3 K
150.0 K	147.9 K	148.8 K	150.8 K	148.6 K	149.1 K	148.5 K
200.0 K	196.6 K	198.1 K	201.3 K	197.8 K	198.6 K	197.5 K
250.0 K	245.6 K	247.6 K	251.1 K	247.1 K	248.1 K	246.8 K
300.0 K	291.5 K	295.3 K	303.1 K	294.4 K	296.4 K	293.8 K

einer Nachkommastelle als nicht ausreichend anzusehen. Die niedrigsten Temperaturen ergeben sich bei Verwendung der Werte von Langhoff et al. (1986) und die höchsten bei Verwendung der Werte von Turnbull and Lowe (1989). Letztere haben eingeräumt, dass in ihre Berechnungen in den 1980er Jahren ein mittlerweile als fehlerhaft erkannter Wert für eine andere physikalische Konstante des OH-Moleküls eingeflossen ist. Ihre Einsteinkoeffizienten können somit nicht korrekt sein (Lowe, private Mitteilung).

Da die mithilfe der unterschiedlichen Koeffizienten abgeleiteten Temperaturen mit mindestens einem Kelvin deutlich voneinander abweichen, ist es für einen Vergleich unterschiedlicher Instrumente oder Messtechniken unerlässlich, den verwendeten Koeffizientensatz anzugeben. Da die Unterschiede auch von der absoluten Temperatur abhängen und gegebenenfalls von der gemessenen Intensitätsverteilung (s. Abbildung 2.12: mehrere Intensitätsverteilungen für dieselbe Rotationstemperatur) wird der Vergleich der unterschiedlichen Einsteinkoeffizienten in Kapitel 3 anhand einer großen Zahl gemessener Spektren noch einmal aufgegriffen. Sofern nicht anders vermerkt, werden alle Temperaturen in dieser Arbeit mit den Koeffizienten von Mies (1974) berechnet.

So wie es unterschiedliche Angaben zu den Werten der Einsteinkoeffizienten A gibt, wurden auch für die Termwerte F in den letzten 50 Jahren mindestens sechs verschiedene Zahlenwerte publiziert. Tabelle 2.6 zeigt die von Kvifte (1959), Krassovsky et al. (1962), Coxon (1980), Abrams et al. (1994) und van der Loo and Groenenboom (2007) veröffentlichten Termwerte sowie die in der HITRAN-2004-Datenbank verwendeten Werte, die identisch sind zu den Werten von Krassovsky et al. (1962). So wie bei den Einsteinkoeffizienten nur deren relatives Verhältnis in die Temperaturberechnung eingeht, nimmt bei den Termwerten nur deren Differenz Einfluss auf die Rotationstemperatur. Im unteren Teil von Tabelle 2.6 sind daher die Bezugsniveaus der Termwerte derart verschoben, dass $F_{P_1,3,3/2}$ den Wert Null annimmt. Diese Wahl vereinfacht zusätzlich die Berechnung der Rotationstemperatur, weil in der Systemmatrix $\underline{\underline{G}}$ gemäß Gl. (2.28) dadurch ein

Tabelle 2.6: In den letzten 50 Jahren publizierte Werte für Energien der Rotationsniveaus. Die verwendeten Abkürzungen entsprechen denen in Tabelle 2.4. Außer bei der Wahl des Bezugsniveaus unterscheiden sich die Werte kaum: Krassovsky et al. (1962): relativ zum Vibrationsgrundzustand, Coxon (1980), Abrams et al. (1994): relativ zum Grundzustand des OH-Moleküls sowie van der Loo and Groenenboom (2007): relativ zur Dissoziationsenergie des Moleküls. Wegen der von Abrams et al. (1994) und van der Loo and Groenenboom (2007) berücksichtigten Λ -Aufspaltung der P_1 -Linien stellen die hier angegebenen Zahlen Mittelwerte der von ihnen angegebenen Größen dar. Da nur der energetische Abstand der Niveaus Einfluss auf die Bestimmung der Rotationstemperatur nimmt, sind im unteren Bereich der Tabelle alle Angaben auf den Wert von $F_{P_1,3,3/2}$ bezogen. In dieser Darstellung ist erkennbar, dass die Angaben mit Ausnahme der Werte von Kvifte (1959) um weniger als ein Promille voneinander abweichen.

Quelle	$F_{P_1,3,3/2} [cm^{-1}]$	$F_{P_1,3,5/2} [cm^{-1}]$	$F_{P_1,3,7/2} [cm^{-1}]$
Kvifte (1959)	0.0	74.4	180.3
Krassovsky et al. (1962)	-42.0	32.9	138.4
Coxon (1980)	10210.569	10285.455	10390.982
Abrams et al. (1994)	10172.3179	10247.2035	10352.7308
HITRAN (2004)	0.0	74.9	180.4
vdLG (2007)	-25489.309	-25414.405	-25308.822
Kvifte (1959)	0.0	74.4	180.3
Krassovsky et al. (1962)	0.0	74.9	180.4
Coxon (1980)	0.0	74.886	180.413
Abrams et al. (1994)	0.0	74.8856	180.4129
HITRAN (2004)	0.0	74.9	180.4
vdLG (2007)	0.0	74.904	180.487

Eintrag entfällt. Aus dieser Darstellung ist klar ersichtlich, dass die unterschiedlichen Termwerte mit Ausnahme der ältesten Werte von Kvifte (1959) um weniger als ein Promille voneinander abweichen. Aber auch Kviftes Werte weichen nicht mehr als ein Prozent von den anderen ab.

Die Rotationstemperaturen, die sich bei Verwendung der unterschiedlichen Termwerte ergeben, sind für ausgewählte Temperaturen in Tabelle 2.7 dargestellt. Im Gegensatz zu den großen Differenzen bei Verwendung unterschiedlicher Einsteinkoeffizienten beträgt der für die Termwerte abgeleitete systematische Unterschied maximal 0,1 K. Selbst in der dritten Nachkommastelle manifestieren sich dabei noch keine Temperaturunterschiede für die Termwerte von Coxon (1980) und Abrams et al. (1994). Generell können die Temperaturunterschiede auf die individuellen Werte von $F_{P_1,3,7/2}$ zurückgeführt werden. Je größer die Differenz zwischen diesem und dem Wert $F_{P_1,3,3/2}$ ist, desto höher ist die abgeleitete Temperatur. Der Termwert $F_{P_1,3,5/2}$ nimmt dagegen nicht so großen Einfluss auf die

Tabelle 2.7: Anhand unterschiedlicher Termwerte für identische Intensitätsverteilungen abgeleitete Temperaturen im Vergleich. Die Unterschiede fallen deutlich geringer aus als bei Verwendung der verschiedenen Einsteinkoeffizienten (vgl. 2.5). Die Werte der HITRAN-2004-Datenbank sind identisch zu denen von Krassovsky et al. (1962).

$T_{Kra.}$	$T_{Kvi.}$	$T_{Cox.}$	$T_{Abr.}$	T_{vdLG}
100.000 K	99.974 K	100.009 K	100.009 K	100.050 K
150.000 K	149.962 K	150.012 K	150.012 K	150.074 K
200.000 K	199.952 K	200.015 K	200.015 K	200.091 K
250.000 K	249.953 K	250.015 K	250.015 K	250.091 K
300.000 K	300.134 K	300.034 K	300.034 K	300.165 K

abgeleitete Temperatur. Das ist plausibel, denn in der Ausgleichsrechnung nach Gl. (2.30) dominiert das Verhältnis der im Spektrum weiter auseinander liegenden Emissionslinien die Temperaturberechnung (s. auch Abbildung 2.12). Also dominiert auch die Differenz zwischen deren Termwerten die Temperaturberechnung. Es fällt zudem auf, dass die mit den Werten von Kvifte (1959) erzielten Temperaturen systematisch die niedrigsten sind, mit der Ausnahme des Werts bei etwa 300 K. Jedoch konnte für 300 K keine Intensitätsverteilung gefunden werden, für welche das Iterationsverfahren von Lange (1982) gleichermaßen für alle Termwerte konvergiert, so dass die für 300 K dargestellten Werte lediglich den jeweiligen Startwert der Iteration darstellen. Das Iterationsverfahren von Lange (1982) wird im folgenden Abschnitt genauer untersucht. Sofern nicht anders vermerkt, werden alle Rotationstemperaturen in dieser Arbeit mit den Termwerten von Krassovsky et al. (1962) berechnet.

Korrektur der $P_1(4)$ -Linie

Wie bereits in Abschnitt 2.5 erwähnt wurde, ist die Berücksichtigung der $P_1(4)$ -Linie bei der Berechnung der Rotationstemperatur wichtig für die Minimierung der statistischen Unsicherheit. Ihre Überlagerung mit der $R_1(6)$ -Linie des OH(4-2)-Zweigs führt allerdings zu systematischen Abweichungen von der tatsächlichen Temperatur. Der von Lange (1982) entwickelte iterative Korrekturalgorithmus kompensiert den Einfluss der $R_1(6)$ -Linie auf die Temperaturberechnung. Gemäß Abbildung 2.6 trägt die $R_1(6)$ -Linie im Temperaturbereich 140 K bis 260 K etwa ein bis zehn Prozent zur gemessenen Intensität bei. Für die Konstruktion der Ausgleichsfunktion standen Lange (1982) offenbar nur Messwerte zwischen 140 K und 260 K zur Verfügung, so dass es sich für Temperaturen jenseits dieses Bereichs um Extrapolationen handelt. Das ist als kritisch anzusehen, da die angegebene Potenzfunktion in gewissen Bereichen systematisch von den Messwerten abweicht. Insbesondere oberhalb von 240 K steigt die Abweichung zwischen der Ausgleichsfunktion und den Messwerten immer weiter an. Auch wenn keine Wer-

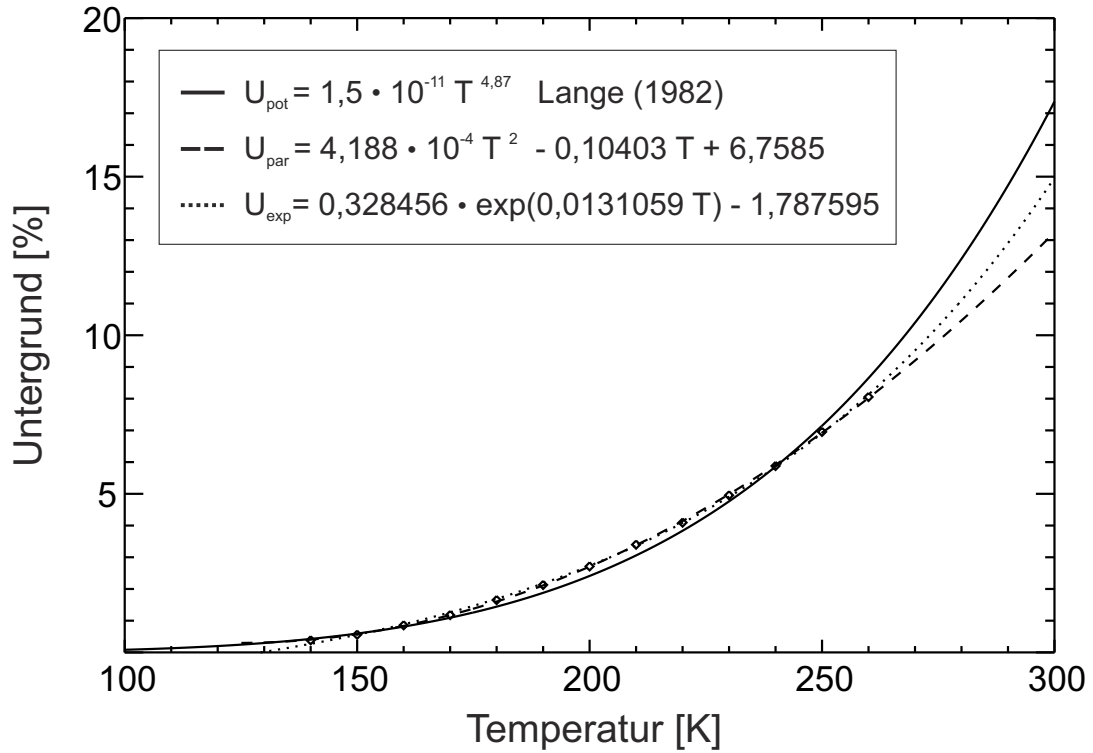


Abbildung 2.14: Die unterschiedlichen Funktionen zur Korrektur der $P_1(4)$ -Linie im Vergleich. In dem Temperaturbereich zwischen 140 K und 260 K, für den Messwerte vorliegen, unterscheiden sich die Funktionen wenig, die Korrektur von Lange (1982) unterschätzt an diesem Bereich die Werte jedoch systematisch. Im Temperaturbereich jenseits von 260 K weisen die Funktionen allerdings deutliche Abweichungen voneinander auf. Von den drei Funktionen stellt die Parabel die beste Annäherung an die Werte dar, gilt jedoch erst für Temperaturen, die höher sind als 124,2 K.

te jenseits von 260 K mehr vorliegen, kann davon ausgegangen werden, dass die Korrektur für Temperaturen jenseits von 260 K immer schlechter wird.

Es wird daher nach einer Ausgleichsfunktion gesucht, welche die gegebenen Werte besser repräsentiert als die Potenzfunktion von Lange. Da die exakten Zahlenwerte von Lange nicht angegeben wurden, wurde die Originalpublikation digitalisiert und die Werte mithilfe eines Bildbearbeitungsprogramms möglichst präzise bestimmt (s. Tabelle A.1 im Anhang). Es zeigt sich, dass sowohl eine Parabel als auch eine Exponentialfunktion die Messwerte deutlich besser annähern können. Der Wert der neuen Untergrundbeiträge U_{par} bzw. U_{exp} ergibt sich für diese Funktionen zu (wie bei Lange (1982) ausgedrückt in Prozent):

$$U_{\text{par}} = 0.0004188 \cdot T^2 - 0.10403 \cdot T + 6.7585, \quad (2.38)$$

$$U_{\text{exp}} = 0.328456 \cdot \exp(0.0131059 \cdot T) - 1.787595. \quad (2.39)$$

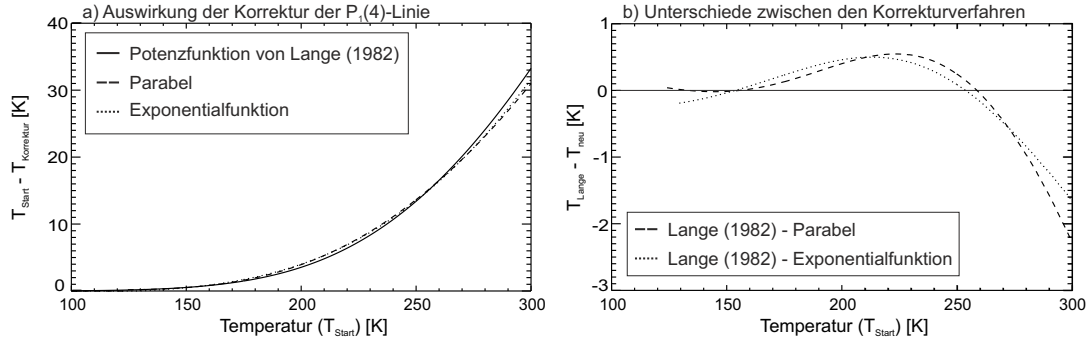


Abbildung 2.15: Auswirkung der unterschiedlichen Korrekturen auf die berechneten Rotationstemperaturen. Teilbild a) zeigt die absolute Größe der Korrektur in Abhängigkeit von der Temperatur der ersten Schätzung. Während die Korrektur bei $T_{Start} = 150$ K nur bei etwa 1 K liegt, beträgt sie für $T_{Start} = 300$ K bereits etwa 30 K. Teilbild b) zeigt die Unterschiede zwischen den drei unterschiedlichen Funktionen. Im Bereich zwischen 180 K und 250 K sind die nach Lange (1982) korrigierten Temperaturen etwa 0,5 K höher, jenseits von 260 K ist die Korrektur von Lange (1982) dann größer und bei $T_{Start} = 300$ K sind die Temperaturen von Lange bereits 2 K niedriger als für die anderen Korrekturen.

Im Mittel weicht die von Lange angegebene Funktion um 7,3 Prozent von den Messwerten ab. Die mittlere Abweichung beträgt bei U_{par} jedoch nur 1,5 Prozent und bei U_{exp} nur 3,8 Prozent. Diese neuen Funktionen haben allerdings nur einen begrenzten Gültigkeitsbereich. Da die Parabel ihren Scheitelpunkt bei 124,2 K hat, würde gemäß U_{par} der Untergrundbeitrag für niedrigere Temperaturen wieder steigen. Das lässt sich physikalisch nicht begründen, allerdings beschreibt die Parabel von allen drei Funktionen die Messwerte am besten und die Korrektur beträgt bei 124,2 K nur noch knapp 0,3 Prozent, so dass die Korrektur für niedrigere Temperaturen ohne große Konsequenzen vernachlässigt werden kann. Ebenso wird die Korrektur durch U_{exp} für Temperaturen unter 129,3 K ungültig, da U_{exp} negative Werte annimmt. Abbildung 2.14 zeigt den Verlauf der drei verschiedenen Korrekturfunktionen im Temperaturbereich zwischen 100 K und 300 K. Obwohl die beiden Funktionen U_{par} und U_{exp} die Messwerte besser repräsentieren, zeichnet sich die Potenzfunktion von Lange dadurch aus, dass ihr Definitionsbereich nicht eingeschränkt ist. Jenseits von 260 K weichen die drei Funktionen stark voneinander ab. Bei einer Temperatur von 300 K muss bei der Beobachtung der $P_1(4)$ -Linie gemäß der Funktion von Lange 17,4 Prozent von der gemessenen Intensität abgezogen werden. Die Korrektur mit U_{par} bzw. U_{exp} dagegen beträgt nur 13,2 Prozent bzw. 15,0 Prozent.

Abbildung 2.15 zeigt die Auswirkungen der unterschiedlichen Korrekturen auf die berechneten Rotationstemperaturen. Ausgehend vom Startwert der iterativen Korrekturen T_{Start} ist in Abbildung 2.15 a) die Höhe der absoluten Korrektur dargestellt. Entsprechend des mit der Temperatur ansteigenden relativen Beitrags

der $R_1(6)$ -Linie des OH(4-2)-Zweigs zur $P_1(4)$ -Linie steigt auch die Korrektur der abgeleiteten Rotationstemperaturen. Während die relative Korrektur bei 150 K mit etwa -1 K weniger als ein Prozent beträgt, steigt sie deutlich nichtlinear mit der absoluten Temperatur und beträgt etwa -3 K bei 200 K, -13 K bei 250 K und ca. -30 K bzw. 10 Prozent bei 300 K - unabhängig von der tatsächlich verwendeten Korrekturfunktion. In Abbildung 2.15 sind die Unterschiede der beiden neuen Funktionen Gl. (2.38) und (2.39) gegenüber der von Lange (1982) genauer dargestellt. Im Bereich zwischen 180 K und 250 K sind die nach Lange (1982) korrigierten Temperaturen systematisch etwa 0,5 K höher. Jenseits von 260 K beginnen die Korrekturfunktionen zu divergieren. Insbesondere ist die Korrektur von Lange (1982) für hohe Temperaturen stärker und bei $T_{Start} = 300$ K beträgt der Unterschied zu den beiden neuen Funktionen bereits 2 Kelvin. Obwohl die Fortsetzungen der Korrekturfunktionen hin zu höheren Temperaturen erst jenseits von 400 K einen hypothetischen Untergrundbeitrag von 100 Prozent liefern, zeigt sich, dass alle Iterationsverfahren bereits bei Temperaturen nahe 300 K mit zunehmender Häufigkeit nicht mehr konvergieren. Die Beobachtung von OH-Rotationstemperaturen im Temperaturbereich jenseits von etwa 280 K wird daher nicht zuletzt durch die Korrekturverfahren erschwert. Abbildung 2.16 zeigt für ein Ensemble von auf Zufallszahlen basierenden Intensitätsverteilungen die zugehörigen Temperaturen. Dargestellt sind alle Intensitätsverteilungen, für die das jeweilige Korrekturverfahren konvergiert. Intensitätsverteilungen, die mittels des Verfahrens von Lange korrigiert werden, sind durch Rauten symbolisiert, die durch das auf der Parabel basierende Verfahren Gl. (2.38) korrigierten Werte sind durch Dreiecke symbolisiert und die auf der Exponentialfunktion Gl. (2.39) beruhenden Werte sind durch Quadrate dargestellt. Offensichtlich konvergiert das Parabelverfahren zuverlässig bis zu Temperaturen von etwa 320 K, das auf der Exponentialfunktion beruhende Iterationsverfahren konvergiert zuverlässig bis zu Temperaturen von etwa 294 K, das Verfahren von Lange jedoch konvergiert nur bis zu Temperaturen von etwa 283 K zuverlässig.

Die systematische Unsicherheit, die sich aus der notwendigen Korrektur der Intensität der $P_1(4)$ -Linie ergibt, liegt in der Größenordnung von einem Kelvin. Allerdings hat Lange (1982) nur für den Temperaturbereich von 140 K bis 260 K Werte für die Ableitung der Korrekturfunktionen angegeben. Dies entspricht in etwa dem in mittleren Breiten beobachteten Jahresgang der OH-Temperaturen. Unter der Berücksichtigung, dass die neuen Korrekturfunktionen in diesem Temperaturbereich Langes Messwerte besser repräsentieren, kann daher davon ausgegangen werden, dass die mit Lange (1982) korrigierten Temperaturen etwa 0,5 K zu hoch ausfallen.

Da Lange (1982) die hier als Messwerte bezeichneten Stützstellen seiner Korrekturfunktion aus einer Kombination von Messungen und theoretischen Überlegungen bestimmt hat, bleibt eine gewisse Unsicherheit darüber bestehen, wie repräsentativ diese Stützstellen, aus denen alle drei hier diskutierten Funktionen bestimmt werden, letztlich sind. In Anbetracht der Tatsache, dass diese Kor-

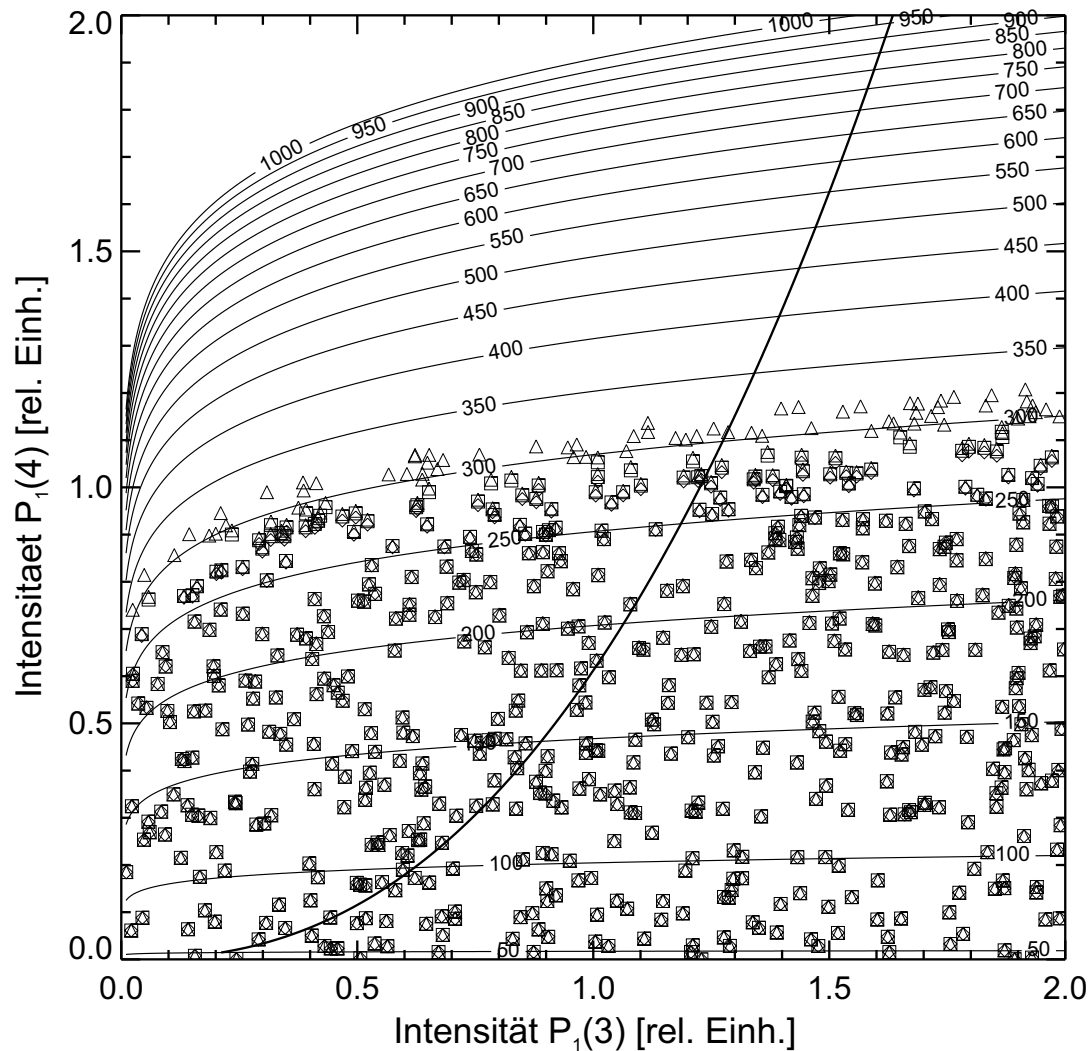
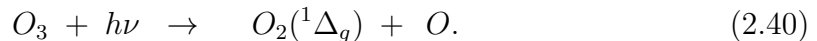


Abbildung 2.16: Wie Abbildung 2.11, auf Zufallszahlen basierende Intensitätsverteilungen und zugehörige Temperaturen (Isolinien). Nur wenn die Korrekturverfahren konvergieren, sind die zugehörigen Intensitäten dargestellt (Dreiecke entsprechen dem Verfahren nach Gl. (2.38), Quadrate dem nach Gl. (2.39) und Rauten der Korrektur nach Lange (1982). Bei etwa 300 K wird eine Grenztemperatur erreicht, bei dem unabhängig von der Intensitätsverteilung keines der Verfahren mehr konvergiert.

rekturen zu einer erheblichen Änderung der abgeleiteten Temperaturen führen, würden sich bereits geringe Fehler bei der Bestimmung dieser Stützstellen in einer signifikanten systematischen Abweichung der berechneten Rotationstemperaturen niederschlagen. Abhilfe kann hier nur durch eine aufwendige Simulation aller OH-Linien mittels eines Emissions- und Strahlungstransportmodells, das zudem die Effekte des nicht-lokalen thermodynamischen Gleichgewichts berücksichtigen könnte, geschaffen werden. Dies ist jedoch nicht Gegenstand der vorliegenden Arbeit.

Störende Emissionen

Während sich die Überlagerung unterschiedlicher OH-Linien mit einiger Sicherheit quantitativ berechnen lässt, können in der Atmosphäre auch Emissionen anderen Ursprungs beobachtet werden, welche die Messung der OH-Linien beeinträchtigen. Dabei kann zwischen natürlichen und künstlichen Emissionen einerseits sowie breitbandigen und schmalbandigen Emissionen andererseits unterschieden werden. Natürliche schmalbandige Emissionen im betrachteten Spektralbereich zwischen $1,5\,\mu\text{m}$ und $1,6\,\mu\text{m}$ sind vor allem durch die Linien des elektronisch angeregten ($^1\Delta_g - ^3\Sigma_g^-$)-Systems des Sauerstoffmoleküls bei Wellenlängen von $1,58\,\mu\text{m}$ gegeben. Dieser wird in der Literatur kurz auch als $\text{O}_2(0-1)$ -Übergang bezeichnet, um ihn von den $(0-0)$ -Übergängen bei $1,27\,\mu\text{m}$ Wellenlänge desselben Systems zu unterscheiden. Er sollte aber nicht mit dem $\text{O}_2(0-1)$ -Übergang des ($^1\Sigma_g - ^3\Sigma_g^-$)-Systems verwechselt werden, dessen Emissionen bei etwa $865\,\text{nm}$ Wellenlänge zu beobachten sind (s. Reaktionen (2.11) und (2.12)), letzterer wird daher präziser auch als $\text{O}_2b(0-1)$ -Übergang bezeichnet. Die Emissionen bei $1,58\,\mu\text{m}$ stellen typische Vertreter des Tagleuchtens dar, denn die Anregung des $^1\Delta_g$ -Zustands ist primär auf die Photodissoziation von Ozon im Sonnenlicht zurückzuführen:



Tagsüber überschreitet die Helligkeit dieser O_2 -Linien (ca. 1 MR) die der benachbarten OH-Linien (z. B. Vallance Jones and Gattinger (1963)). Mit Wegfall des Anregungsmechanismus bei Einbruch der Nacht nimmt die Helligkeit dieser Emission um mehrere Größenordnungen ab. Allerdings ist der angeregte Zustand metastabil, seine Strahlungslebensdauer beträgt etwa 65 Minuten und wird von Kollisionen nicht effektiv deaktiviert, so dass diese O_2 -Emissionen während und nach der Dämmerung noch lange Zeit zu beobachten sind (z.B. Lowe (1969)). Sie beeinflussen die Berechnung der OH-Rotationstemperatur des OH(3-1)-P-Zweigs, für die nur Linien zwischen $1,52\,\mu\text{m}$ und $1,55\,\mu\text{m}$ verwendet werden, allerdings nicht. Lediglich die korrekte Bestimmung der Intensität des OH(4-2)-Q-Zweigs, dessen Linien zwischen etwa $1,580\,\mu\text{m}$ und $1,595\,\mu\text{m}$ liegen, ist durch diese Emissionen beeinträchtigt.

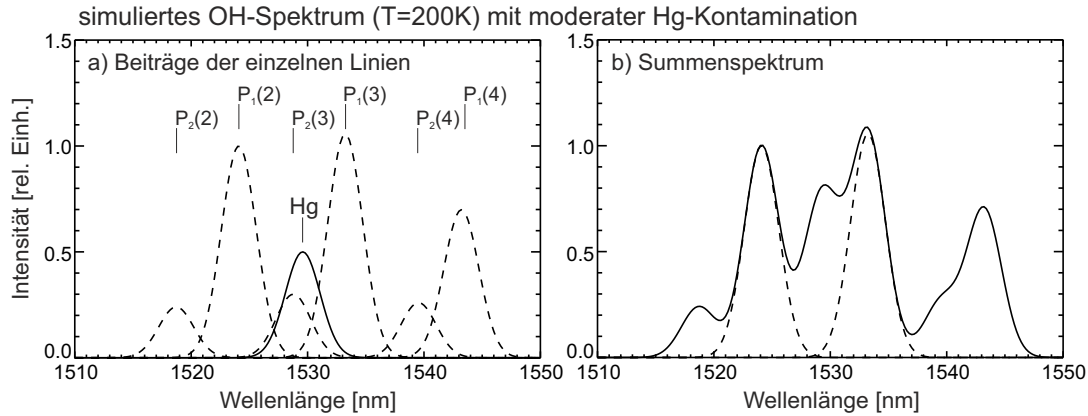


Abbildung 2.17: Künstliche OH-Spektren mit Überlagerung durch Hg-Linie. Die Intensität der Hg-Linie (durchgezogen) in Teilbild a) beträgt 50% der Intensität der $P_1(2)$ -Linie; die OH-Linien sind gestrichelt dargestellt. In der Überlagerung aller Linien in b) wird deutlich, dass hauptsächlich die $P_1(3)$ -Linie kontaminiert wird.

Anders verhält es sich mit den Emissionen des Quecksilbers (Hg) aus künstlichen Quellen. Dieses besitzt eine starke Emissionslinie bei 1529,582 nm Wellenlänge inmitten des OH(3-1)-P-Zweigs (s. Humphreys (1953)). Da Quecksilber sowohl in der Innenbeleuchtung, beispielsweise in Leuchtstoffröhren oder Kompaktaktleuchtstofflampen (sog. Energiesparlampen) als auch in der Straßenbeleuchtung z. B. in Quecksilberdampf-Hochdrucklampen Verwendung findet, existieren unzählige Quellen, die diese Hg-Linie emittieren. Eine genaue Kenntnis der Auswirkung auf das gemessene OH-Spektrum und die daraus abgeleitete Rotations temperatur ist daher unumgänglich.

Obwohl die Hg-Emissionen aus den künstlichen Quellen nahezu zeitlich konstant sind, können sie im Vergleich mit den OH-Linien je nach Situation stärker oder schwächer erscheinen, da letztere natürlichen Schwankungen unterworfen sind. Weiterhin gilt für Hg-Emissionen aus der Straßenbeleuchtung, dass diese nur registriert werden, wenn sie z. B. durch Wolken direkt in die Instrumente reflektiert werden. Die exakte Beschaffenheit von Bewölkung ist jedoch zeitlich hoch variabel, so dass sich die Stärke der Hg-Linie im Vergleich zum OH-Spektrum sehr schnell ändern kann. Je nach Standort kann die Präsenz von Hg-Linien also auch auf zumindest leichte oder teilweise Bewölkung hindeuten.

Es werden daher künstliche OH-Spektren berechnet und mit verschiedenen starken Kontaminationen durch Hg überlagert. Als Spektrometerfunktion wird dabei eine symmetrische Gaußkurve zugrunde gelegt, die die Linienform der GRIPS-Instrumente in grober Näherung wiedergibt. Da die tatsächlich registrierte Linienform aufgrund von Abbildungsfehlern der Spektrographen leicht asymmetrisch ist und zu hohen Wellenlängen höhere Werte registriert werden, wird die Simulation mit größeren Linienbreiten gerechnet, um endliche Intensitätswerte in den Linien-

Tabelle 2.8: Störung der Temperaturberechnung durch unterschiedlich starke Hg-Emissionen. Da hauptsächlich die $P_1(3)$ -Linie gestört wird, sind die Auswirkungen auf die abgeleitete Temperatur begrenzt. Abbildung 2.17 zeigt das zu $I_{Hg}/I_{P_1(2)} = 0.5$ gehörige Spektrum.

$I_{Hg}/I_{P_1(2)}$	$\Delta I_{P_1(2)}$	$\Delta I_{P_1(3)}$	T [K]	$T(\frac{P_1(2)}{P_1(3)})$	$T(\frac{P_1(3)}{P_1(4)})$	$T(\frac{P_1(2)}{P_1(4)})$
0.1	< 0.1%	0.5%	200.0	200.2	199.8	200.0
0.2	< 0.1%	1.0%	199.8	202.0	198.5	199.9
0.5	< 0.1%	2.6%	199.5	207.8	194.6	199.9
0.8	0.1%	4.1%	199.2	213.9	190.9	199.9
1.0	0.1%	5.1%	199.0	218.0	188.6	199.8

flanken zu produzieren. Abbildung 2.17 zeigt ein derart simuliertes Spektrum, bei dem die Hg-Linie halb so stark ist wie die $P_1(2)$ -Linie. Von den für die Temperaturberechnung benötigten P_1 -Linien ist die $P_1(3)$ -Linie am stärksten betroffen. Außerdem verschiebt sich die Position, an der die maximale Intensität registriert wird, im überlagerten Spektrum 2.17b) von 1533,2 nm in Richtung kürzerer Wellenlängen. Zusammen mit der Begutachtung der Intensität bei 1529,6 nm bietet dies eine Möglichkeit in realen OH-Spektren eine potentielle Hg-Kontamination zu identifizieren.

Die Bestimmung der für die Berechnung der Rotationstemperaturen benötigten Intensitäten erfolgt durch Auslesen der maximalen Intensitätswerte an der Position der Linienmitten. Dies ist in Gegenwart der Hg-Linie von großem Vorteil, da sie im Spektrum 3,6 nm von der $P_1(3)$ -Linie und 5,5 nm von der $P_1(2)$ -Linie entfernt liegt, so dass ein Beitrag zur Intensität der P_1 -Linien bei geringer Hg-Kontamination zunächst nur an den Linienflanken und noch nicht (signifikant) an den Linienmitten erfolgt. Tabelle 2.8 zeigt für verschieden starke Hg-Kontaminationen die Stärke der Störung der $P_1(2)$ - und $P_1(3)$ -Linien sowie die aus den entsprechenden Intensitätsverteilungen gewonnenen Rotationstemperaturen. Selbst wenn die Hg-Linie genauso stark ist wie die $P_1(2)$ -Linie, weicht die ermittelte Rotationstemperatur nur um etwa -1 K von der vorgegebenen Temperatur ab. Dies liegt daran, dass hauptsächlich die mittlere $P_1(3)$ -Linie gestört wird, die Temperaturberechnung aber vom Intensitätsverhältnis der $P_1(2)$ - zur $P_1(4)$ -Linie dominiert wird (s.o.). Würden nur zwei Linien für die Temperaturberechnung berücksichtigt, so zeigt sich, dass aufgrund der Überschätzung der $P_1(3)$ -Linie die entsprechenden Temperaturen sehr schnell nach unten ($P_1(2)/P_1(3)$) bzw. oben ($P_1(3)/P_1(4)$) abwichen. In der Lösung nach Gl. (2.30) wird das Verhältnis $P_1(3)/P_1(4)$ stärker gewichtet als das Verhältnis $P_1(2)/P_1(3)$, so dass die Hg-Kontamination auch bei Berücksichtigung aller drei Linien schließlich zu systematisch niedrigeren Temperaturen führt. Sobald auch die $P_1(2)$ -Linie signifikant betroffen ist, verstärkt sich dieser Effekt weiter.

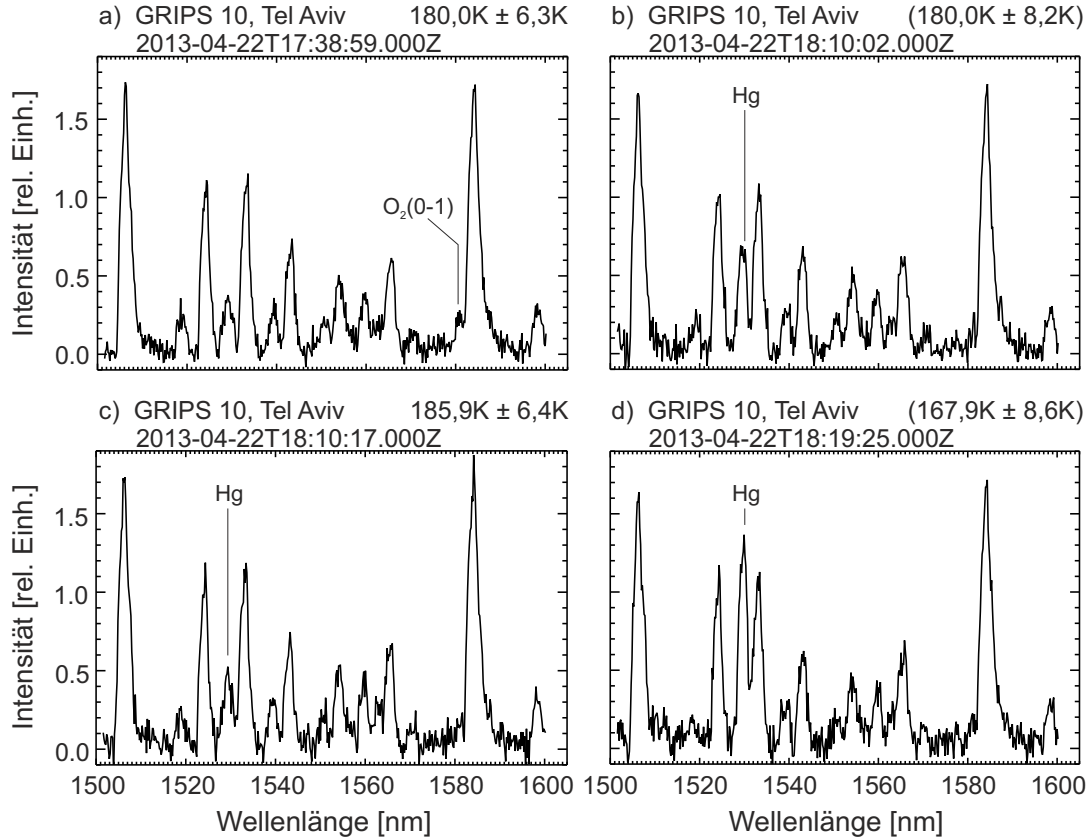


Abbildung 2.18: Hg-Kontamination von OH-Spektren am Beispiel von Messungen des GRIPS 10 aus Tel Aviv. Gegenüber dem ungestörten Spektrum a) äußert sie sich als eine scheinbare Verstärkung der $P_2(3)$ -Linie. Dabei kann die Stärke der Kontamination auf Zeitskalen von wenigen Sekunden variieren (vgl. Spektren b) und c)). Bei starker Kontamination werden die Temperaturen als gestört gekennzeichnet und nicht weiter verwendet (Spektren b) und d)).

Abbildung 2.18 zeigt beispielhaft vier Spektren mit und ohne Hg-Kontamination, wie sie im Verlauf einer Nacht mit dem GRIPS 10 in Tel Aviv aufgezeichnet wurden. In dieser dicht besiedelten Metropolregion kann ebenso wie am Standort des GRIPS 11 in der Stadt Catania auf Sizilien die Hg-Linie häufig beobachtet werden. Das erste in a) gezeigte Spektrum ist frei von einer Hg-Kontamination, zeigt aber knapp eine Stunde nach Sonnenuntergang noch Spuren des $O_2(0-1)$ -Übergangs bei $1,58\ \mu\text{m}$. Das um 18:10:02 UTC aufgezeichnete Spektrum b) weist dagegen eine starke Kontamination auf, beim nur 15 Sekunden später aufgezeichneten Spektrum c) ist die Kontamination bereits wieder auf einen moderaten Wert zurückgegangen. Zum Vergleich zeigt d) ein Spektrum mit sehr starker Kontamination, das in der Analyse zu einer deutlich niedrigeren Temperatur führen würde. Die zu den Spektren b) und d) gehörenden Temperaturen werden jedoch wegen zu starker Kontamination aussortiert.

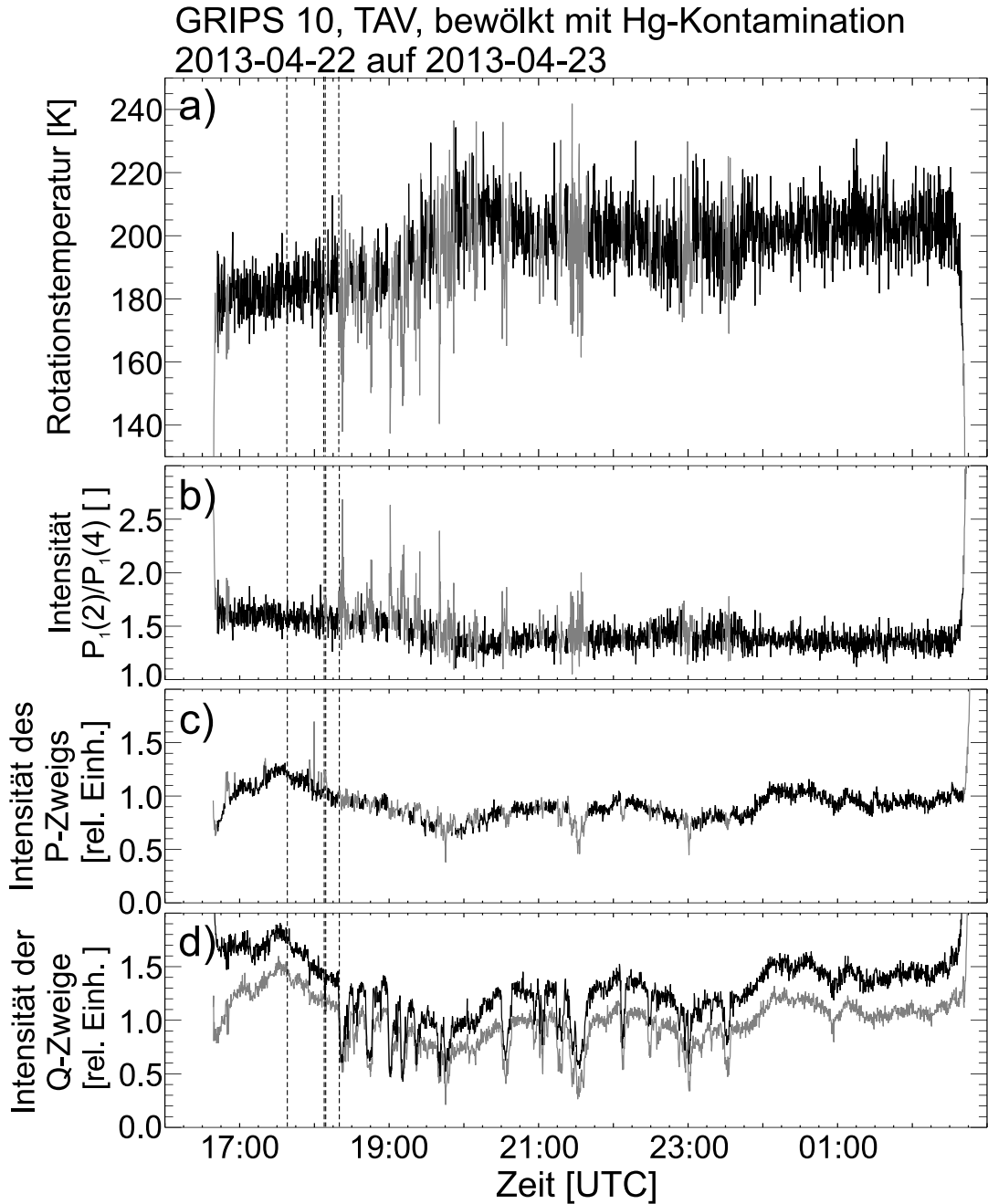


Abbildung 2.19: Hg-Kontamination im Temperatur- und Intensitätsverlauf in der Nacht vom 22. auf den 23.4.2013 in Tel Aviv. Die vertikalen gestrichelten Linien kennzeichnen die Lage der in Abbildung 2.18 gezeigten Spektren: a) nächtlicher Verlauf der Rotationstemperaturen, nur die in schwarz dargestellten Temperaturen werden für die weitere Analyse zugelassen; b) durch Hg-Emissionen mehrfach stark gestörtes Verhältnis $I_{P_{1(2)}}/I_{P_{1(4)}}$, c) relativer Verlauf der Intensitäten des OH(3-1)-P-Zweigs (mit Hg-Kontamination) und d) Intensitäten des OH(3-1)-Q-Zweigs (grau) und des OH(4-2)-Q-Zweigs (jeweils ohne Hg-Kontamination). Die Intensitätseinbrüche in den beiden Q-Zweigen zeigen die Präsenz von Wolken im Gesichtsfeld des Instruments an, im OH(3-1)-P-Zweig werden diese Einbrüche durch die Hg-Emission nahezu kompensiert.

Da die Hg-Kontamination über Bewölkung in das Gesichtsfeld des Instruments reflektiert wird, sinkt die Stärke des OH-Signals oft gleichzeitig mit dem Anstieg der Hg-Intensität, so dass auch das Signal-zu-Rausch-Verhältnis gegenüber ungestörten Spektren geringer ist.

Abbildung 2.19 zeigt den nächtlichen Verlauf der OH-Temperatur (a)), den Verlauf des für die Temperaturberechnung entscheidenden Verhältnisses von $P_1(2)$ zu $P_1(4)$ (b)), die integrierte Intensität des OH(3-1)-P-Zweigs inklusive Hg (c)) und die ungestörten Intensitäten der beiden ebenso registrierten Q-Zweige. Bei Durchzug von Bewölkung sinkt die Intensität der beiden Q-Zweige. Je nachdem ob die Wolken Hg-Emissionen ins Gesichtsfeld reflektieren oder nicht, sinkt oder steigt die integrierte Intensität des P-Zweigs. Die Kontamination der $P_1(2)$ -Linie führt zu einer Unterschätzung der Rotationstemperaturen bei gleichzeitigem Einbruch des Signal-zu-Rausch-Verhältnisses.

Breitbandige Emissionen sind durch die in der Atmosphäre gestreute solare Strahlung und künstliche thermische Strahler (in erster Linie Glühlampen) gegeben. Die Auswirkungen auf das gemessene Spektrum können dabei unterschiedlich ausfallen, je nachdem über welchen Weg die Strahlung in das Instrument gelangt. Das Spektrum von Glühlampen entspricht nahezu dem eines Planckschen Strahlers und weist bei $1,5\ \mu\text{m}$ nur einen geringen wellenlängenabhängigen Gradienten auf. Es könnte daher gegebenenfalls aus dem gemessenen Spektrum heraus korrigiert werden. Störstrahlung durch Glühlampen ist jedoch praktisch bedeutungslos. Nur wenn Glühlampen gleichzeitig mit den Spektrometern im Laborbereich eingesetzt werden, kann ihr Einfluss beobachtet werden. Jedoch ist die Leistung der Lampen im Vergleich zu den OH-Emissionen derart stark, dass bereits eine minimale Leistung ($\ll 10\ \text{W}$) ausreicht, um die eingesetzten Detektoren bei den für die OH-Spektroskopie benötigten Belichtungszeiten vollständig zu übersteuern. Solche Emissionen müssen im Messbetrieb vollständig vermieden werden.

Dies gilt nicht für die solare Strahlung. Diese wird in der Atmosphäre gestreut und sowohl in der Dämmerungszeit registriert als auch durch den Mond bisweilen in das Gesichtsfeld eines Instruments reflektiert. Da diese Störstrahlung einen weiten Weg durch die irdische Atmosphäre zurücklegt, übt die atmosphärische Transmissivität einen starken Einfluss auf das letztlich registrierte Signal aus. Die Modifikationen des OH-Signals und des solaren Untergrunds durch die atmosphärische Transmissivität werden daher im folgenden Abschnitt ausführlich diskutiert.

Atmosphärische Transmissivität

Die aus der OH-Schicht in über 80 km Höhe emittierte Strahlung kann mit den darunter liegenden Atmosphärenbestandteilen wechselwirken. Insbesondere Resonanzabsorption durch andere Spurengase kann die Ergebnisse bodengebundener Messungen verfälschen. Espy and Hammond (1995) geben eine Übersicht über

Tabelle 2.9: Transmissivität der Atmosphäre an der spektralen Position der für die Temperaturberechnung benutzten OH-Linien für hohe (tropische) und niedrige (arktische) Wasserdampfkonzentration sowie für CO₂ gemäß HITRAN-2004. Zusätzlich sind die von Espy and Hammond (1995) nach mittleren und hohen Breiten (MB, HB) sowie Sommer und Winter (S, W) unterschiedenen Transmissionswerte dargestellt. Die letzte Spalte gibt die Spanne an, um die sich die Temperaturen ändern, wenn die angegebene Transmission berücksichtigt wird (gültig für den Bereich zwischen 100 K und 300 K).

Spurengas	$\text{Tr}_{P_1(2)}$	$\text{Tr}_{P_1(3)}$	$\text{Tr}_{P_1(4)}$	ΔT
H ₂ O, tropisch	0.99457	0.99723	0.99030	-0.2 K bis -1.7 K
H ₂ O, arktisch	0.99969	0.99979	0.99912	0.0 K bis -0.2 K
CO ₂	0.99901	0.99837	0.99932	0.0 K bis 0.1 K
E & H, 1995: MBS	0.967	0.968	0.970	0.1 K bis 1.1 K
E & H, 1995: MBW	0.990	0.988	0.991	0.1 K bis 0.5 K
E & H, 1995: HBS	0.977	0.976	0.978	0.1 K bis 0.4 K
E & H, 1995: HBW	0.995	0.992	0.994	-0.0 K bis -0.3 K

mehr als zwanzig wichtige Spurengase, die in unterschiedlichen Spektralbereichen Einfluss auf die Transmission der OH-Linien nehmen. Entscheidende Absorber im Wellenlängenbereich zwischen 1500 nm und 1600 nm sind demnach H₂O und CO₂. Dabei gilt es zu beachten, dass die Konzentration atmosphärischen Wasserdampfs hoch variabel ist.

Die Abbildungen 2.20 a) und b) stellen die Transmissivität der Atmosphäre zwischen 1500 nm und 1600 nm unter Berücksichtigung von zwei Extremen der Wasserdampfkonzentration dar: einmal für feuchtwarme tropische Luftmassen und einmal für trockene subarktische Winterbedingungen. Die Transmissivität wird dabei in einer Auflösung von 0.001 nm aus der HITRAN-2004 Datenbank abgeleitet (persönliche Kommunikation mit Dr. Axel Amediek, 2009). Wie sich leicht abschätzen lässt, liegt die Linienbreite der OH-Linien aufgrund von Doppler- und Druckverbreiterung ebenso bei etwa 0.001 nm. Damit eignet sich die HITRAN-2004-Datenbank für eine Abschätzung des Einflusses der Transmissivität der Atmosphäre auf die Messung des OH-Luftleuchtens. Abbildung 2.20 a) zeigt deutlich, dass die beobachteten Übergänge des OH(3-1)-P-Zweigs in der Flanke einer Wasserdampfabsorptionsbande liegen. Obwohl es auf den ersten Blick so scheint, als seien die OH-Übergänge von den Wasserdampfabsorptionslinien stark beeinflusst, zeigt sich unter Berücksichtigung der schmalen Linienbreiten beider Stoffe, dass die Beeinflussung der OH-Linien durch Wasserdampf nur minimal ist. Abbildung 2.20 c) zeigt die durch troposphärisches CO₂ hervorgerufenen Absorptionsbanden. Auch CO₂ nimmt tatsächlich nur wenig Einfluss auf die Vermessung der OH-Intensität. Tabelle 2.9 fasst die Transmissivität der Atmosphäre für die Wellenlängen der drei für die Temperaturberechnung benötigten OH-Linien

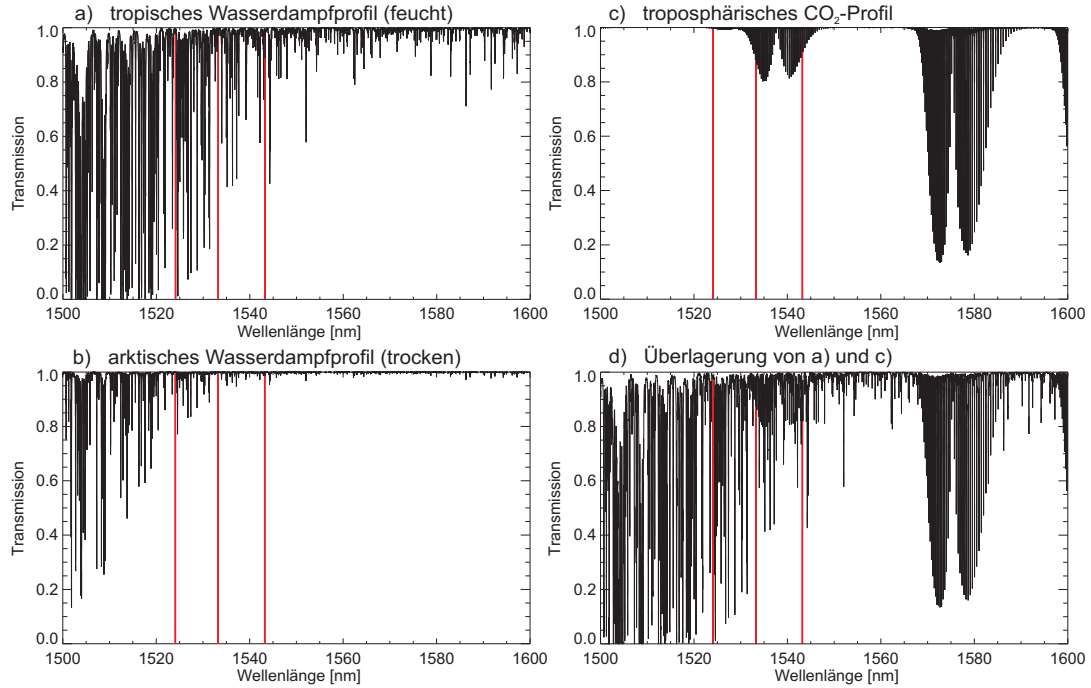


Abbildung 2.20: Atmosphärische Transmissivität zwischen 1500 nm und 1600 nm. Die roten Linien geben die Position der für die Temperaturberechnung benutzten OH-Linien an. Die Fälle a) und b) zeigen die Transmissivität unter Berücksichtigung hoher (tropischer) und niedriger (arktischer) Wasserdampfkonzentration. Fall c) zeigt die Transmissivität unter Berücksichtigung der Absorption durch CO_2 . Fall d) zeigt die Kombination aus a) und c). Die am Boden registrierte OH-Intensität bleibt von der Absorption durch Wasserdampf und CO_2 vergleichsweise unbeeinflusst. Tabelle 2.9 gibt die exakten Transmissionswerte für die drei OH-Linien wieder.

zusammen und vergleicht sie mit den von Espy and Hammond (1995) angegebenen Werten. Trockene arktische Luft sowie CO_2 sind offenbar unproblematisch für die Berechnung der Rotationstemperatur. Unter allen anderen Bedingungen sind die Werte von Espy and Hammond (1995), die insgesamt 28 unterschiedliche Spezies für die Berechnung berücksichtigen, etwa ein bis zwei Prozent kleiner. Allerdings unterscheiden sich auch hier Sommer und Winter vor allem durch die unterschiedliche Wasserdampfkonzentration, die im arktischen Winter um eine Größenordnung kleiner ist als im Sommer. Die mit der HITRAN-2004-Datenbank erzielten Ergebnisse unterscheiden sich von denen Espys und Hammonds, die den Air Force Geophysics Laboratory's Fast Atmospheric Signature Code (FASCOD2) verwendet haben. Während hohe Wasserdampfkonzentrationen bei HITRAN-2004 zu Transmissionswerten führen, die niedrigere Rotationstemperaturen nach sich ziehen, ist es bei FASCOD2 umgekehrt. Wie aus Abbildung 2.20 hervorgeht, ist die Struktur der Wasserdampfabsorptionsban-

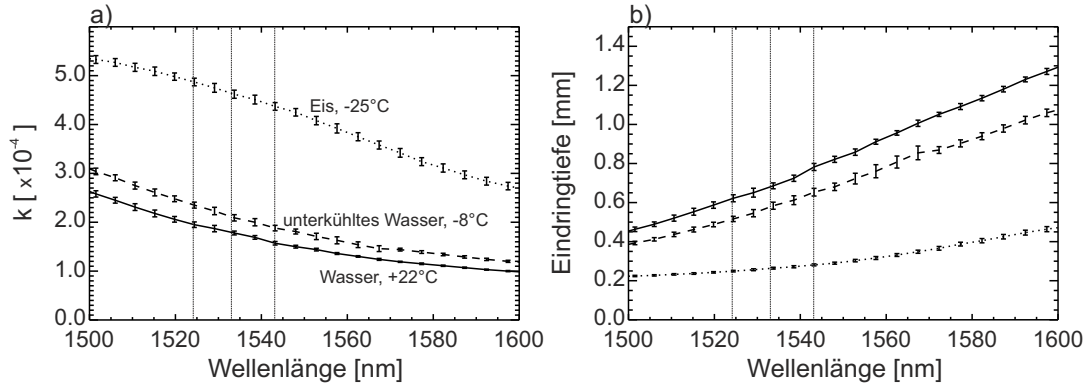


Abbildung 2.21: Imaginärteil des Brechungsindex $k(\lambda)$ und daraus abgeleitete Eindringtiefe in Wasser (22°C), unterkühltes Wasser (-8°C) und Eis (-25°C) nach Kou et al. (1993) für elektromagnetische Strahlung im Wellenlängenbereich zwischen 1500 nm und 1600 nm. Die senkrechten Linien geben die Position der für die Temperaturberechnung benutzten OH-Linien an.

den in diesem Spektralbereich einerseits ziemlich komplex, andererseits ist die Berechnung der OH-Rotationstemperatur empfindlich von der genauen Kenntnis der OH-Linienintensitäten abhängig. Aufgrund der Komplexität der H_2O -Absorptionsbande stellt sich die Frage, ob die Modelle die Transmissivität mit hinreichender Genauigkeit reproduzieren können und inwiefern die Ergebnisse von Details der Berechnung abhängen, z. B. der spektralen Auflösung (Espy und Hammond: ca. $0,001\text{ cm}^{-1}$ bis $0,004\text{ cm}^{-1}$, hier: $0,004\text{ cm}^{-1} = 0,001\text{ nm}$).

Abschließend bleibt festzuhalten, dass sich der maximale systematische Einfluss von Spurengasen auf die OH-Rotationstemperatur voraussichtlich im Bereich zwischen $-1,25\text{ K}$ (bei einer OH-Rotationstemperatur von 250 K unter tropischen Bedingungen basierend auf HITRAN-2004) und $+0,75\text{ K}$ bewegt (bei einer OH-Rotationstemperatur von 250 K im Sommer der mittleren Breiten nach Espy und Hammond (1995)).

Im Gegensatz zum eher geringen Einfluss auf die Temperaturberechnung wird die Intensität des OH(3-1)-Q-Zweigs aufgrund der geringen Transmissionswerte für Wellenlängen unterhalb von 1520 nm jedoch deutlich unterschätzt. Aufgrund der zunehmend stärkeren H_2O -Absorption ist die Ableitung von OH-Rotationstemperaturen aus den Emissionen des OH(3-1)-Q- oder des OH(3-1)-R-Zweigs in der Airglowspektroskopie weitgehend unüblich. Die CO_2 -Absorptionsbande bei etwa 1575 nm hat dagegen trotz ihrer Nähe zum OH(4-2)-Q-Zweig nur einen geringen Einfluss auf die beobachtete Intensität dieses Zweigs.

Diese Ergebnisse betreffen nur die Absorption durch H_2O in der Gasphase. In Wolken liegt Wasser jedoch in Form von Tröpfchen oder Kristallen in flüssiger bzw. fester Form vor. In diesem Fall ändert sich die spektrale Abhängigkeit des Absorptionsverhaltens. Die wellenlängenabhängige Absorption wird dabei über den komplexen Brechungsindex $N(\lambda) = n(\lambda) - ik(\lambda)$ beschrieben. Aus dessen

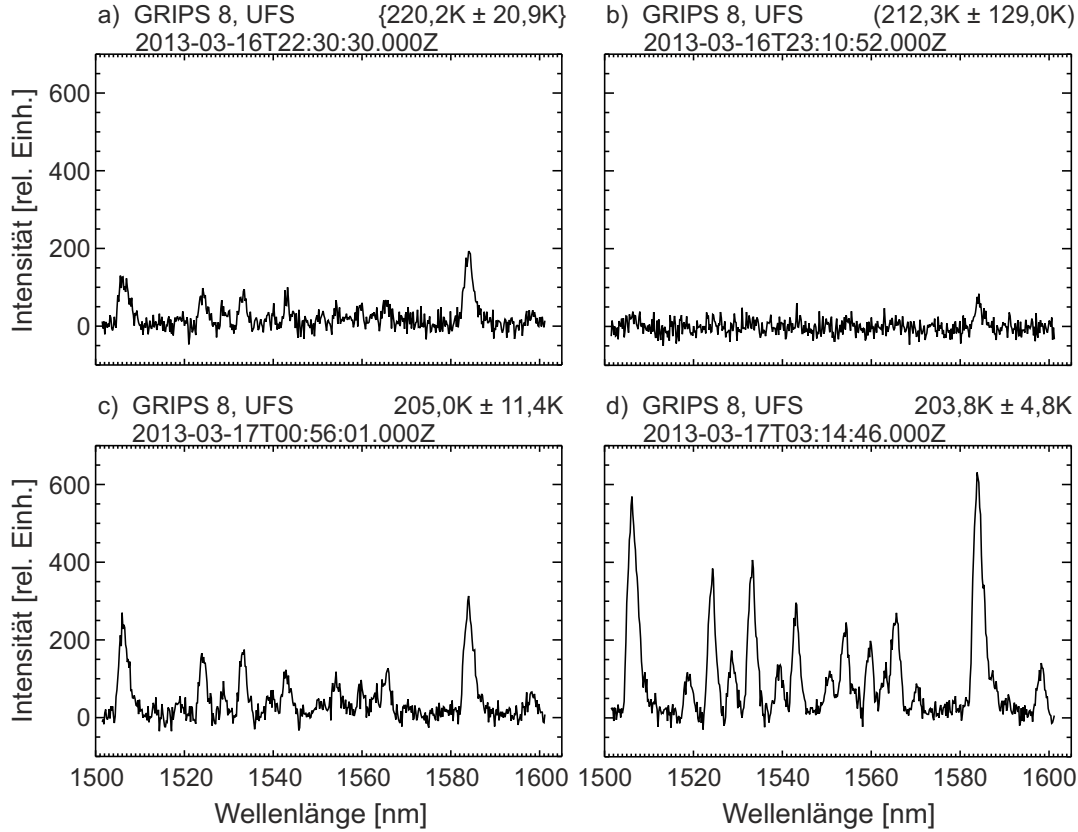


Abbildung 2.22: Degradation des OH-Spektrums innerhalb weniger Stunden bei wechselnder Bewölkung. Im Gegensatz zu Abbildung 2.18 werden die Spektren nicht normiert, so dass die Intensitäten der individuellen Messungen direkt miteinander vergleichbar sind. Offenbar kann der OH(4-2)-Zweig noch nachgewiesen werden, wenn die anderen Emissionen bereits nicht mehr vom Detektorrauschen getrennt werden können (b)). Schon vorher jedoch ändert sich das relative Verhältnis der Q-Zweig-Intensitäten der beiden unterschiedlichen Vibrationsübergänge. Die Details sind im Text näher erläutert.

Imaginärteil $k(\lambda)$ ergibt sich der Absorptionskoeffizient $\beta(\lambda)$ bzw. die Eindringtiefe $d(\lambda)$ der Strahlung ins Medium:

$$d(\lambda) = \beta^{-1}(\lambda) = \frac{\lambda}{4\pi k(\lambda)}. \quad (2.41)$$

Abbildung 2.21 zeigt den Verlauf des Imaginärteils $k(\lambda)$ für Wasser (22°C), unterkühltes Wasser (-8°C) und Eis (-25°C) nach Kou et al. (1993) im Wellenlängenbereich zwischen 1500 nm und 1600 nm. Alle drei Phasen weisen eine leichte spektrale Abhängigkeit auf, dabei hat $k(\lambda)$ bei kürzeren Wellenlängen jeweils einen geringfügig größeren Wert als bei längeren Wellenlängen. Bei Spektren, die durch entsprechend starke Bewölkung kontaminiert sind, besteht da-

her die Gefahr, dass systematisch zu hohe OH-Rotationstemperaturen abgeleitet werden, denn die $P_1(2)$ -Linie wird stärker absorbiert als die $P_1(3)$ - und $P_1(4)$ -Linie. Da durch Wolken in erster Linie aber die registrierte Gesamtintensität sinkt, lassen sich die kontaminierten Spektren über den Einbruch in der Intensität und im Signal-zu-Rausch-Verhältnis identifizieren und von der weiteren Analyse ausschließen. Abbildung 2.22 zeigt einige Beispielspektren, die bei unterschiedlichen Bedeckungsgraden gemessen wurden. Wie gemäß des Verhaltens des Brechungsindex zu erwarten ist, stellt der OH(4-2)-Q-Zweig das letzte OH-Signal dar, das noch nachgewiesen werden kann, bevor auch dieses bei weiterer Wetterverschlechterung verschwindet. Je nach Standort kann unter den entsprechenden Bedingungen dann auch die künstliche Hg-Emission bei 1529,6 nm registriert werden (s.o.). Die inklusive ihrer Unsicherheiten angegebenen Rotationstemperaturen verdeutlichen die Konsequenzen, die sich bei niedrigen Intensitäten für die Messunsicherheit ergeben. Dabei bedeutet die Einklammerung der Werte für Spektrum b), dass die abgeleitete Temperatur nicht belastbar ist. Die geschweiften Klammern im Fall a) deuten an, dass der Temperaturwert aufgrund des vergleichsweise hohen Fehlers von einigen weiteren Analysen ausgeschlossen werden sollte.

Im offenbar ungestörten Spektrum d) beträgt die gemessene Intensität des OH(3-1)-Q-Zweigs etwa 90% der des OH(4-2)-Q-Zweigs. Im Spektrum c) sind die Intensitäten nur halb so hoch, das Verhältnis der beiden Q-Zweige beträgt noch etwa 0,85, in Spektrum a) haben sich die Intensitäten noch einmal halbiert und das Verhältnis beträgt nur noch 0,65. Im am stärksten betroffenen Spektrum b) ist der OH(3-1)-Q-Zweig kaum noch zu identifizieren und der OH(4-2)-Q-Zweig erscheint mehr als doppelt so hell. Das Verhältnis dieser beiden Intensitäten könnte daher als Indiz für die Gegenwart von Wolken im Beobachtungsfeld dienen. Zusätzlich ist davon auszugehen, dass Wolken mit einem hohen Gehalt an flüssigem Wasser einen stärkeren Einfluss auf dieses Verhältnis und auf die abgeleiteten Rotationstemperaturen nehmen als Eiswolken. Letztere sollten aufgrund der geringeren Eindringtiefe schneller zu einem kompletten Verlust des OH-Signals führen (vgl. Abbildung 2.21). Da die Eindringtiefe im betrachteten Spektralbereich aber generell gering ist, sollte die Wellenlängenabhängigkeit der Transmissivität in den meisten Bewölkungssituationen keinen großen Einfluss auf die abgeleiteten Rotationstemperaturen nehmen, denn bereits geringe Wolkenbedeckung führt zu einem vollständigen Signalverlust. Im Zweifelsfall sind jedoch zu hohe Temperaturen zu erwarten, da die Emissionen der höheren Rotationsübergänge weniger stark absorbiert werden.

Abbildung 2.23 zeigt den zeitlichen Verlauf der abgeleiteten OH-Temperaturen (a)), der integrierten Intensitäten des Q(3-1)-Zweigs (b) grau) und des Q(4-2)-Zweigs (b) schwarz). Zusätzlich ist in d) ihr Verhältnis und in c) das Verhältnis der $P_1(2)$ - zur $P_1(4)$ -Linienintensität dargestellt, welches die Rotationstemperatur maßgeblich bestimmt. Die in a), c) und d) grau dargestellten Werte werden bei der Prozessierung der Spektren automatisch aussortiert. Vorwiegend werden Spek-

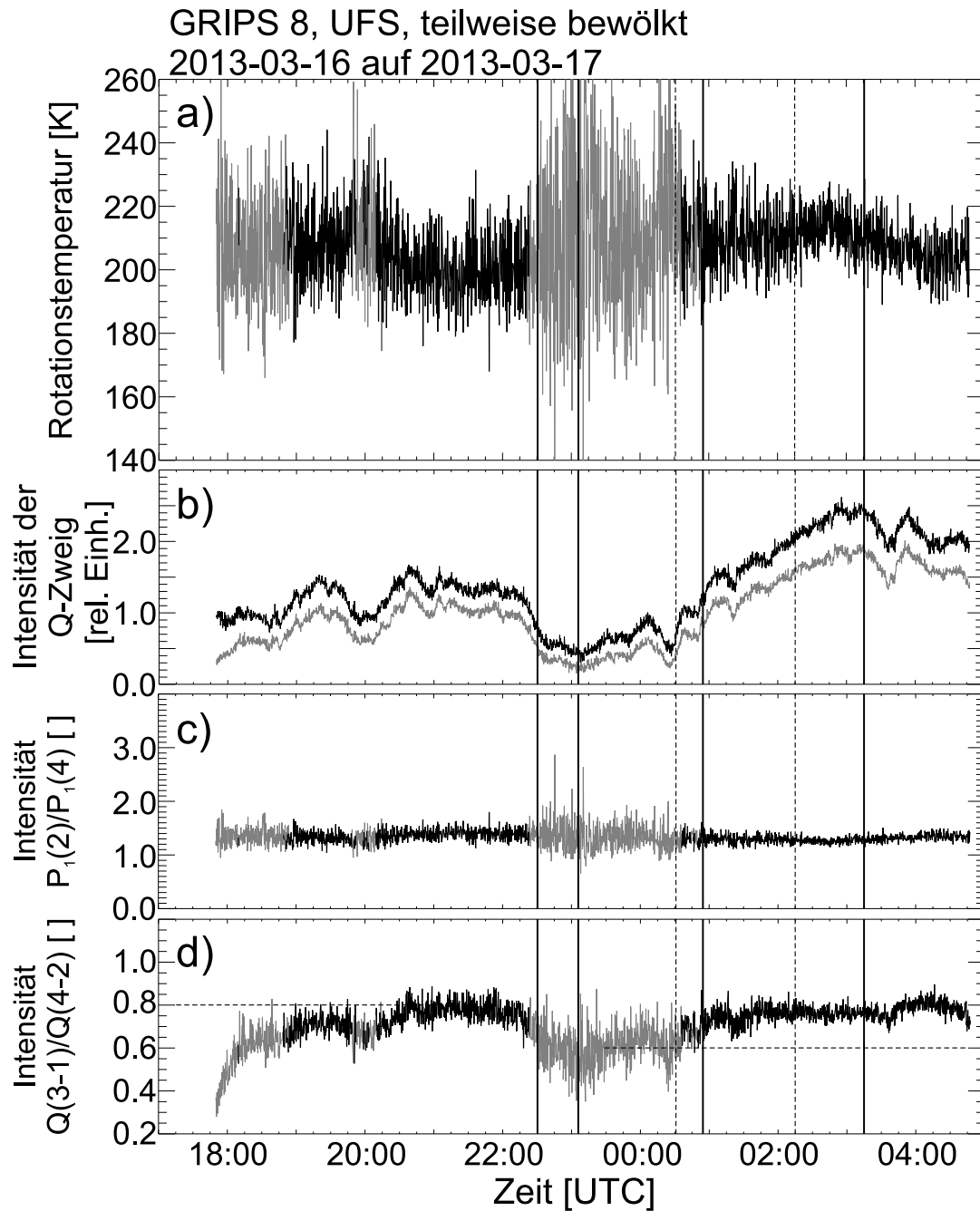
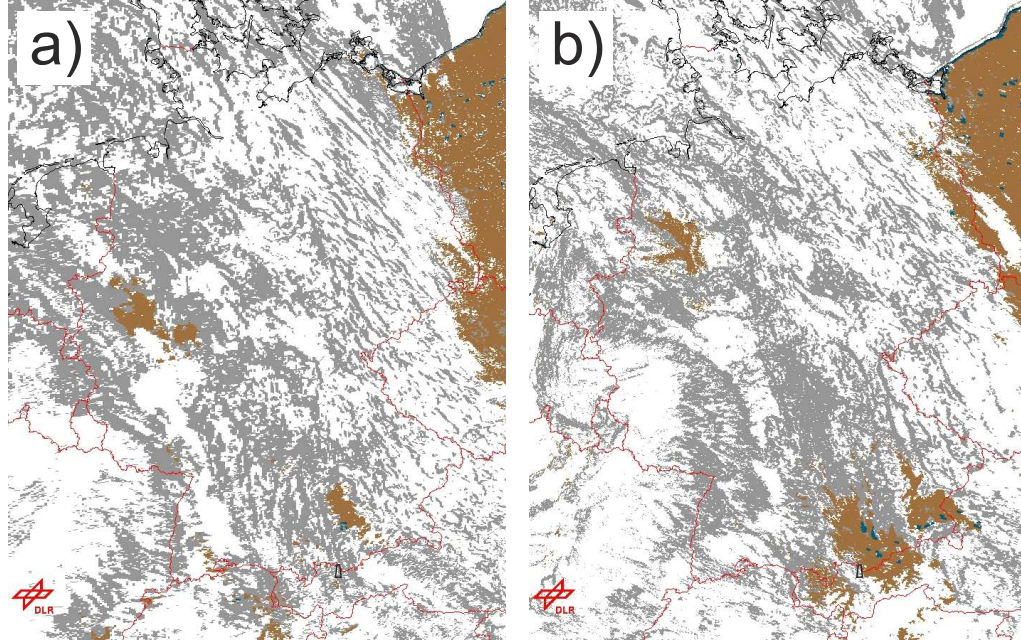


Abbildung 2.23: Zeitlicher Verlauf der aus den GRIPS 8 Messungen abgeleiteten OH-Temperaturen (a)), der Q-Zweig-Intensitäten (b)), des Verhältnisses der beiden Linien $P_1(2)/P_1(4)$ (c)) sowie der beiden Q-Zweige (d)). Bei zunehmender Bewölkung verringert sich die OH-Intensität und gleichzeitig das Verhältnis von der Q(3-1)- zur Q(4-2)-Zweig-Intensität. Am Anfang der Nacht ist das Signal des Q(4-2)-Zweigs durch Emissionen des $O_2(0-1)$ -Übergangs kontaminiert. Die durchgezogenen senkrechten Linien kennzeichnen die Zeitpunkte der Spektren aus Abbildung 2.22, die gestrichelten Linien die Satellitenaufnahmen aus Abbildung 2.24.

AVHRR APOLLO Bewölkungsparameter

2013-03-17, 00:32 UTC 2013-03-17, 02:15 UTC



2013-06-18, 02:17 UTC 2013-06-18, 02:17 UTC

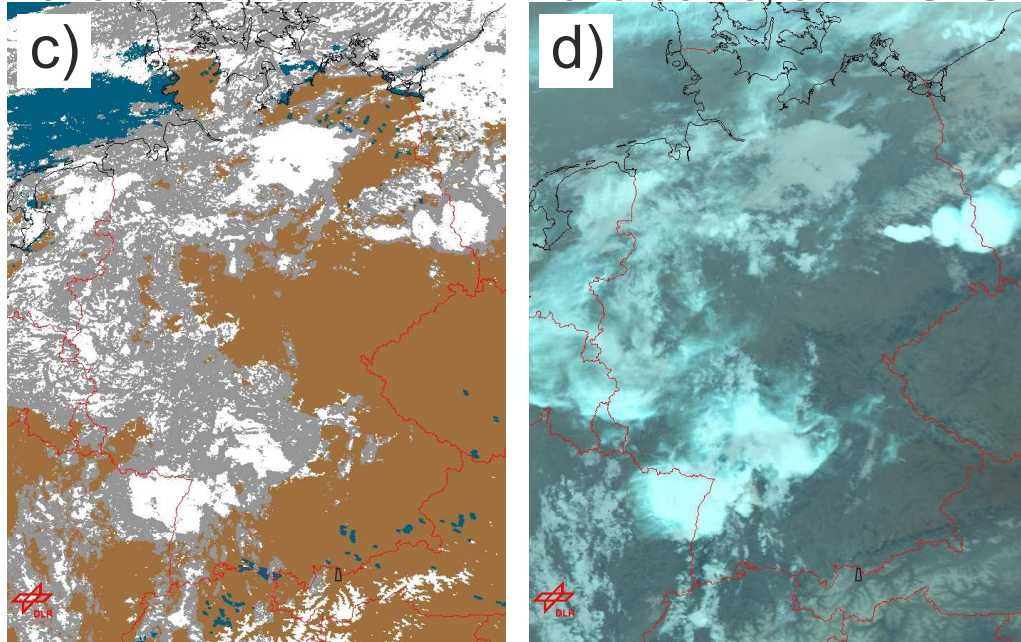


Abbildung 2.24: Aus AVHRR-Aufnahmen abgeleitete Wolkensituation: a), b) für die in Abbildung 2.23 gezeigten sowie c), d) für die in Abbildung 2.25 gezeigten GRIPS-Messungen. Wolkenfreie Gebiete sind in braun dargestellt, vollständig bewölkte Gebiete in weiß und partielle Bewölkung in grau. Das kleine schwarze Trapez im unteren Bildbereich zeigt die Region, in dem der Sehstrahl des GRIPS 8 die Troposphäre kreuzt. In den Nachtaufnahmen sind bewölkte Gebiete bisweilen nicht von schneebedeckten Regionen unterscheidbar (vgl. Alpen in c) und d) Gerhard Gesell, private Mitteilung), weitere Erläuterungen im Text.

tren während Phasen niedriger Intensität aussortiert, diese Zeiten gehen einher mit einer stärkeren Streuung der $P_1(2)$ - und $P_1(4)$ -Intensitäten, die sich entsprechend in einer stärkeren Streuung der abgeleiteten Temperaturen niederschlägt. Zu Zeitpunkten niedriger Intensitäten ist auch das Verhältnis der Intensitäten beider Q-Zweige auffallend niedrig. Während es zum Zeitpunkt hoher absoluter Intensitäten zwischen 0,7 und 0,8 liegt (gestrichelte Linie links), fällt das Verhältnis bei einbrechender Intensität auf Werte bis zu 0,6 ab (gestrichelte Linie rechts). Zu Beginn der Nacht ist der Q(4-2)-Zweig von Emissionen des O_2 -Systems überlagert (s.o.). Dies führt in der ersten Stunde der Nacht zu einer systematischen Unterschätzung des Verhältnisses. Die beiden senkrechten gestrichelten Linien bezeichnen die Zeitpunkte, zu denen Satellitenaufnahmen der Bewölkung vorliegen. Die Abbildungen 2.24 a) und b) zeigen die Bewölkungssituation, wie sie für diese Nacht zu den zwei Zeitpunkten aus Aufnahmen des AVHRR-Instruments (Advanced Very High Resolution Radiometer) des Satelliten NOAA-19 (National Oceanic and Atmospheric Administration) mittels des APOLLO-Algorithmus (AVHRR Processing scheme Over cLOUDs, Land and Ocean) am WDC-RSAT (World Data Center for Remote Sensing of the Atmosphere) prozessiert werden. Tatsächlich werden in dieser Nacht über dem gesamten Bundesgebiet und darüber hinaus Wolken registriert. Die Bilder veranschaulichen jedoch auch die Komplexität der Bewölkungsstruktur, so dass eine genaue Zuordnung von bestimmten Strukturen in den GRIPS Daten zu bestimmten Wolken in den Satellitenaufnahmen schwierig ist - zumal die Satellitenbilder auch nicht kontinuierlich vorliegen. In Anbetracht der wenigen Wolkenlücken überrascht es sogar, dass mehrere Stunden erfolgreicher GRIPS Messungen vorliegen. Dies ist ein Hinweis darauf, wie wichtig die lokale Bewölkungssituation am Beobachtungsstandort für die Messungen ist.

Da aus dem Verhältnis der beiden P-Linien die OH-Temperatur selbst abgeleitet wird, ist dessen Streuung nur bedingt für eine Beurteilung der Spektren geeignet. Schließlich sollte auch eine starke kurzperiodische Welle für eine starke hochfrequente Streuung dieses Verhältnisses sorgen. Das Verhältnis der beiden Q-Zweige ist eher für einen solchen Vergleich geeignet und wird in der Literatur gelegentlich diskutiert (z.B. Henum (2013)).

Aber auch bei der Interpretation dieses Verhältnisses gibt es schwierige Fälle, so dass es allein kein hinreichendes Kriterium für eine letztgültige Beurteilung darstellt. Abbildung 2.25 zeigt zum Vergleich die Messnacht vom 17.6.2013 auf den 18.6.2013 mit starken Oszillationen sowohl in der Intensität als auch in der Temperatur. Die Intensität schwankt dabei im Verlauf der Nacht um einen Faktor vier. Lediglich während der Phase niedrigster Intensität werden einige Spektren aufgrund des herabgesetzten Signal-zu-Rausch-Verhältnisses aussortiert. Anders als in der zuvor diskutierten Nacht ist das Verhältnis der Q-Zweig-Intensitäten jedoch nicht mit den absoluten Intensitäten korreliert. Sobald der Einfluss der O_2 -Intensität nachgelassen hat, erreicht das Verhältnis der Q-Zweige einen Wert von ca. 0,9 (gestrichelte Linie in d)). Auf diesem Niveau bleibt es für mehre-

re Stunden stabil, während die absoluten Intensitäten bereits um mehr als 50% sinken. Erst kurz vor Erreichen des absoluten Minimums der Intensität, sinkt auch das Verhältnis der Q-Zweig-Intensitäten. Aber während die absoluten Intensitäten nach einer Stunde wieder steigen, sinkt deren Verhältnis weiter und erreicht erst eine Stunde später wieder ein stabiles Niveau von etwa 0,75.

Abbildung 2.24 c) zeigt die Bewölkungssituation für diese Nacht. Da in den APOLLO-Analysen von Nachtaufnahmen des AVHRR-Instruments häufig nicht zwischen Bewölkung und Schneebedeckung unterschieden werden kann, ist in Teilbild d) zusätzlich die Satellitenszene vor der Prozessierung dargestellt. Offenbar sind die in c) als bewölkt charakterisierten Pixel im Bereich der Alpen tatsächlich auf den schneebedeckten Alpenhauptkamm (mit schneefreien Tälern) zurückzuführen. Auch andere (nicht gezeigte) Messungen von der UFS belegen eine wolkenfreie Nacht. In diesem Fall ist die Änderung des Verhältnisses der Q-Zweig-Intensitäten also nicht auf die Absorption durch Wolken zurückzuführen. Die Änderung muss vielmehr im Zusammenhang mit einer Änderung im Emissionsverhalten stehen. Mutmaßlich sind die starken Oszillationen in Temperatur und Intensität durch atmosphärische Wellen bedingt, die auf unterschiedliche Weise die beiden Emissionszweige beeinflussen. Dabei könnten großräumige vertikale Bewegungen durch Stoßprozesse zu einer vermehrten Deaktivierung der OH(4-2)-Niveaus bzw. stärkeren Bevölkering der OH(3-1)-Niveaus führen, die gemäß einiger Studien für geringfügig (ca. 1 km) andere Höhen repräsentativ sind (vgl. Abbildung 2.5 und McDade (1991), Snively et al. (2010), von Savigny et al. (2012); s.a. Analysen in Kapitel 4.6). Zur endgültigen Beurteilung der Bewölkungssituation empfiehlt es sich daher, in zweifelhaften Situationen eine unabhängige Informationsquelle hinzuzuziehen.

Während also die OH-Emissionen, die für die Temperaturberechnung herangezogen werden, in wolkenfreien Nächten bei Transmissionswerten von 99 Prozent weitgehend unbehelligt den Erdboden erreichen, ergeben sich größere Herausforderungen sobald es zusätzlich einen breitbandigen Untergrund gibt, der durch die Absorptionsbanden moduliert wird. Denn das für eine ausreichende Trennung von OH-Emissions- und H₂O-Absorptionslinien benötigte Auflösungsvermögen liegt mit etwa 10^6 deutlich über dem Auflösungsvermögen der GRIPS-Instrumente (etwa $5 \cdot 10^2$). Folglich werden die OH-Emissionslinien in den Spektrometern mit dem durch die Absorptionsbanden modulierten Untergrund gefaltet und eine korrekte Messung wird erschwert. Da es in der Nacht keinen solchen breitbandigen Untergrund gibt, sind die Messungen davon normalerweise nicht betroffen. Dies gilt jedoch nicht für Messungen in der Dämmerung oder für Zeiträume, während derer der Mond durch das Gesichtsfeld der Instrumente zieht. Dabei bilden sich die in Abbildung 2.20 dargestellten Absorptionslinien aus, die nach der Faltung mit der Spektrometerfunktion als deutlich verbreiterte Absorptionsbanden erscheinen. Je heller der Untergrund im Vergleich zu den OH-Linien ist, desto stärker wird der relative Einfluss dieser Absorptionsbanden und desto schwieriger wird es, die Intensität der OH-Linien präzise zu bestimmen. Abbildung

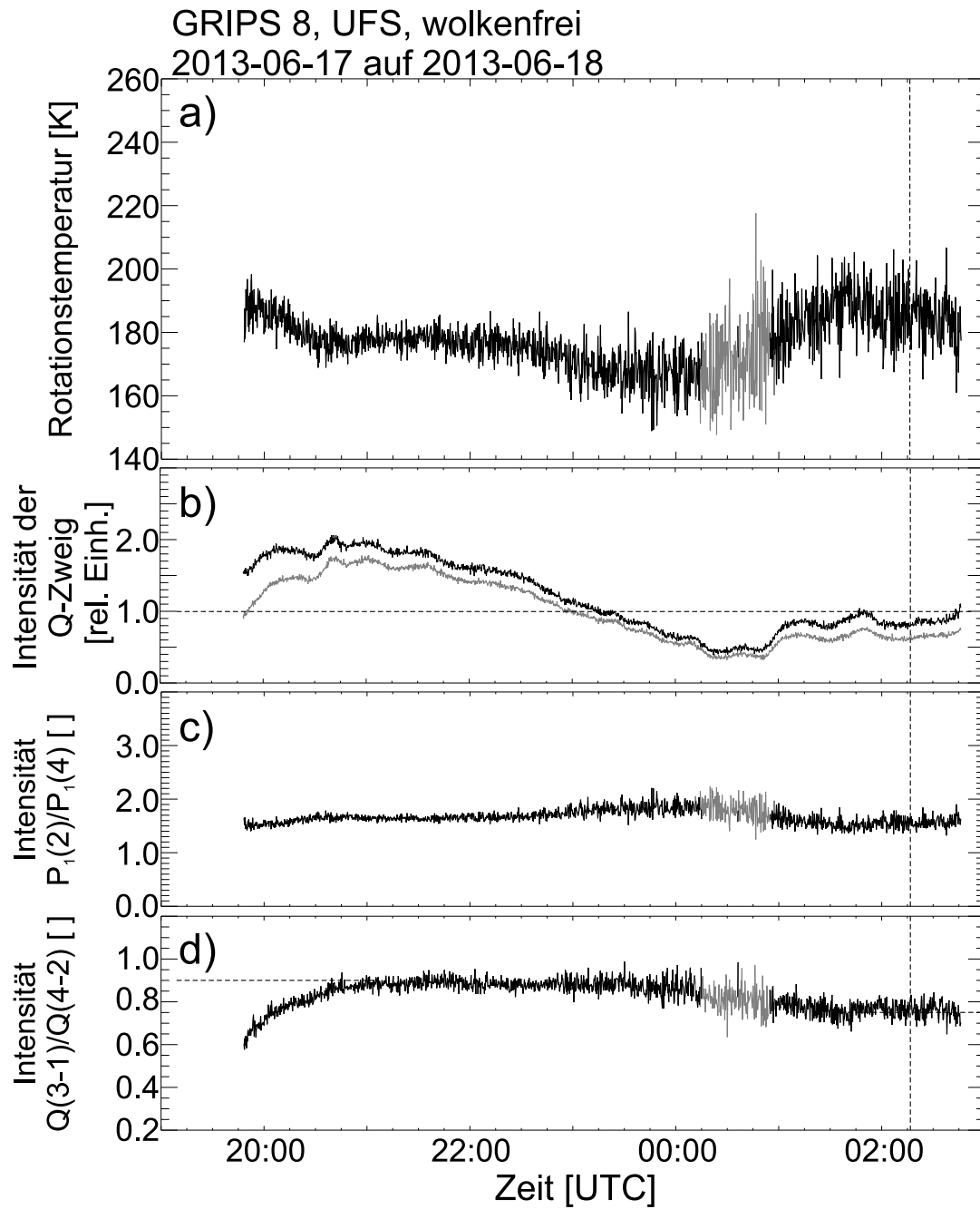


Abbildung 2.25: Wie Abbildung 2.23, jedoch kann die Änderung des Intensitätsverhältnisses d) nicht auf die Anwesenheit von Wolken zurückgeführt werden (vgl. Abbildung 2.24 c), d)).

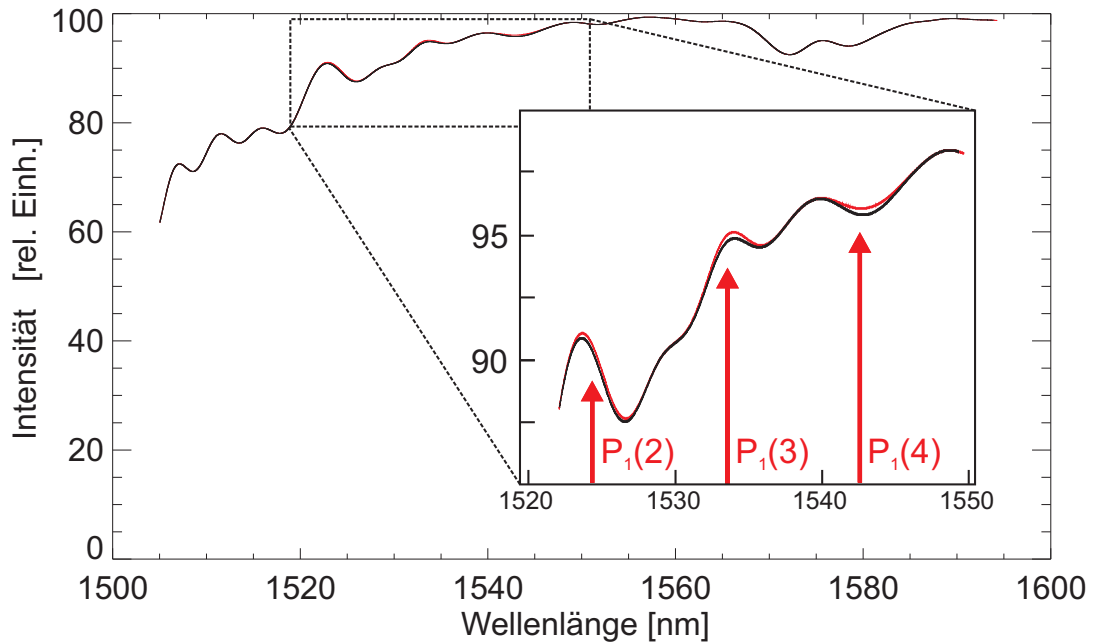


Abbildung 2.26: Auf der Basis von Abbildung 2.20 und typischer, während fortgeschrittener Dämmerung gemessener, Intensitätswerte modelliertes Spektrum, welches das endliche Auflösungsvermögen der GRIPS-Instrumente berücksichtigt. Bei der Modellierung der OH-Emissionen (rot) werden lediglich die $P_1(2)$ -, $P_1(3)$ - und $P_1(4)$ -Linien berücksichtigt. Diese sind bei starkem solaren Untergrund und geringer spektraler Auflösung nicht vom Absorptionsspektrum des Wasserdampfs zu trennen.

2.26 zeigt eine modellierte GRIPS-Messung für den Spektralbereich zwischen 1500 nm und 1600 nm, wie sie nach der Faltung mit der Spektrometerfunktion bei weit fortgeschrittener Dämmerung aussieht. Dabei wurde für den solaren Untergrund der hundertfache Wert der Intensität des OH(3-1)-P-Zweigs zugrunde gelegt, wie er sich aus GRIPS-Messungen während der Dämmerungszeit ableiten lässt (s. a. Abbildung 2.27). In dieser Situation sind die gemessenen OH-Linien stark vom Untergrund beeinflusst. Insbesondere fällt die Intensität der $P_1(4)$ -Linie in ein relatives Minimum der atmosphärischen Transmissivität, während die beiden anderen Linien nahe zweier relativer Maxima liegen. Gelingt es nicht, einen solchen breitbandigen Untergrund frühzeitig, z. B. bei gerade einsetzender Morgendämmerung zu identifizieren, so werden die daraus abgeleiteten Temperaturen deutlich unterschätzt. Abbildung 2.27 zeigt den Intensitätsverlauf einer Messnacht mit einigen Beispielspektren aus der Abend- und Morgendämmerung sowie bei Mondschein. In der Abenddämmerung lassen sich die $O_2(^1\Delta_g)$ -Emission sowie geringfügige Absorptionsmerkmale von H_2O und CO_2 identifizieren. In der Dämmerung ist der Himmel eher diffus ausgeleuchtet und die Intensität steigt aufgrund der H_2O -Absorptionsbande von 1500 nm zu 1600 nm hin an, wie gemäß

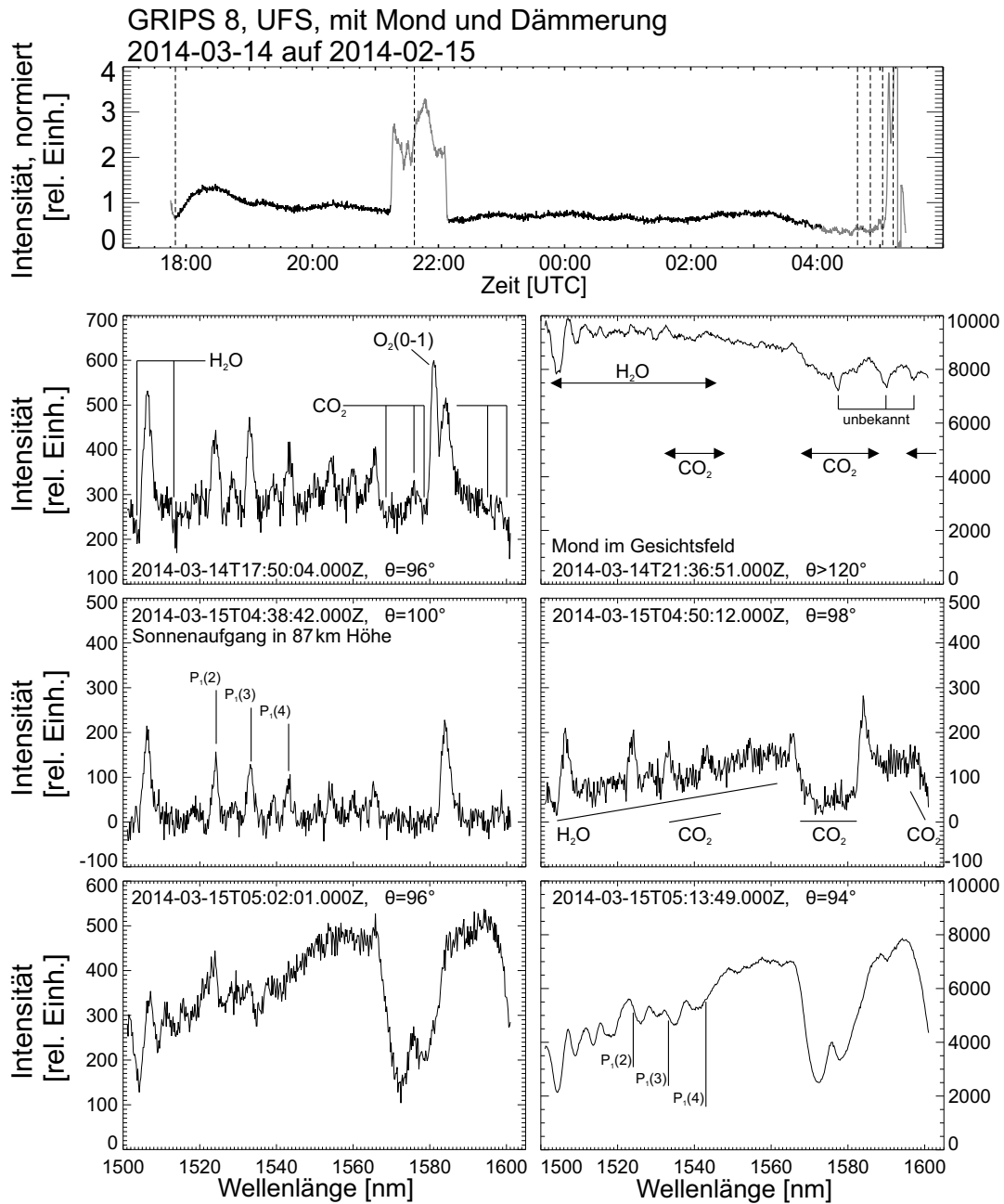


Abbildung 2.27: Während der Dämmerung gemessene Spektren. Das obere Teilbild zeigt den zeitlichen Verlauf der Intensität über die ganze Nacht; die senkrechten Teilstriche darin markieren die Zeitpunkte, zu denen die darunter dargestellten Spektren aufgezeichnet wurden. Θ bezeichnet den Sonnenzenitwinkel (90° =Sonnenaufgang an der Erdoberfläche).

Abbildung 2.26 zu erwarten ist. Bei Mondschein weisen die Spektren allerdings einen anderen übergeordneten Verlauf auf. Denn der Mond leuchtet das Gesichtsfeld der Instrumente nicht komplett aus; je nachdem, aus welcher Richtung er in das Gesichtsfeld scheint, kann der übergeordnete Intensitätsverlauf wie im dargestellten Fall gänzlich anders verlaufen. Es treten dabei einige unbekannte Absorptionslinien auf, die mit Einschränkungen auch in der Dämmerung zu beobachten sind (z.B. bei 1590 nm), deren Quelle aber noch nicht bestimmt werden konnte. Infrage kämen hier ein weiteres Spurengas oder gar Fraunhofer-Linien des Sonnenspektrums.

Vergleich der potentiellen Störgrößen

Die in den vorangegangenen Abschnitten diskutierten Einflüsse auf die gemessenen OH-Intensitäten und die daraus abgeleiteten Rotationstemperaturen können nach ihrer Größe und der Genauigkeit, mit der sie sich bestimmen lassen, eingeteilt werden. In dieser Weise sind sie in Tabelle 2.10 zusammengefasst. Jenseits von 250 K steigen sowohl die absoluten Abweichungen als auch deren Unsicherheiten zum Teil drastisch an (vgl. Abbildung 2.15), wodurch die relative Vergleichbarkeit der systematischen Einflüsse erschwert wird. Die Angaben beziehen sich deswegen nur auf den Temperaturbereich bis etwa 250 K, der die Mehrheit der in dieser Arbeit durchgeführten Beobachtungen einschließt. Allenfalls in sehr hohen Breiten werden im Winter Temperaturen jenseits von 250 K erreicht.

Den größten Einfluss auf die aus den OH-Spektren abgeleiteten Temperaturen haben mit $\pm 2,2$ K die zur Wahl stehenden Einsteinkoeffizienten. Während sich jedoch der Einfluss der Einsteinkoeffizienten und Termwerte auf die Rotationstemperaturen präzise berechnen lässt, existieren bei der temperaturabhängigen Korrektur der $P_1(4)$ -Linienstärke große Unsicherheiten. Zwar unterscheiden sich die drei in Frage kommenden Korrekturfunktionen lediglich um $\pm 0,4$ K, allerdings ist vergleichsweise wenig darüber bekannt, wie Lange (1982) die Werte bestimmt hat, aus denen die drei Korrekturfunktionen abgeleitet werden. In Anbetracht der Größe der Korrektur, die bei 250 K bereits -10 K beträgt, würden an dieser Stelle bereits geringe Fehler zu großen Abweichungen führen.

Die Nichtlinearitäten in der Rechnung, die in Gegenwart eines starken Temperaturgradienten innerhalb der OH-Schicht scheinbar zu signifikanten Abweichungen der aus nur je zwei Linien berechneten Temperaturen führen können, haben ebenfalls nur wenig Einfluss auf die mittlere Temperatur, die aus mehreren Linien eines Zweigs berechnet werden. Pendleton et al. (1993) weisen darauf hin, dass solche Spektren fälschlicherweise als Indiz für das Vorliegen einer Abweichung vom lokalen thermodynamischen Gleichgewicht interpretiert werden können.

Die Hg-Emission kann zwar zu systematisch niedrigen Temperaturen führen, allerdings lassen sich derart gestörte Spektren leicht identifizieren. Der Einfluss durch die atmosphärische Transmissivität, vor allem durch die H_2O -Absorptionsbanden, kann lediglich auf einen Bereich zwischen -1,3 Kelvin und +0,8 Kelvin

Tabelle 2.10: Zusammenfassung der Größen, die einen systematischen Einfluss auf die OH-Rotationstemperatur bzw. die korrekte Erfassung des Spektrums ausüben können, sowie eine Einschätzung der relativen Sicherheit, mit der diese Größen bzw. ihr Einfluss bekannt sind.

Einflussgröße	Temperaturabweichung	betroffene Linien	Genauigkeit
Nichtlinearität	$\Delta T \leq 1\text{ K}$	-	hoch
Einsteinkoeffiz.	$\Delta T = \pm 2,2\text{ K}$	-	sehr hoch
Termwerte	$\Delta T = \pm 0,1\text{ K}$	-	sehr hoch
P ₁ (4)-Korrektur	$\Delta T \approx \pm 0,4\text{ K}$	P ₁ (4)	niedrig
Hg-Emission	$\Delta T \leq 0\text{ K}$	P ₁ (2) & P ₁ (3)	-
O ₂ (0 – 1)	-	OH(4-2)-Q-Zweig	hoch
H ₂ O-Absorption	$-1,3\text{ K} \leq \Delta T \leq +0,8\text{ K}$	OH(3-1)-Zweig	mäßig

eingegrenzt werden. Dabei ergibt sich die untere Grenze aus den Berechnungen mit HITRAN-2004 aus dieser Arbeit und die obere Grenze beruht auf den Berechnungen, die Espy and Hammond (1995) mit dem FASCOD2-Code durchgeführt haben. Unter Berücksichtigung der Angabe von Turnbull and Lowe (1983), die gar keinen Einfluss auf die OH(3-1)-Temperaturen feststellen konnten, lässt sich zusammenfassen, dass der Einfluss durch H₂O-Absorption in der unteren Atmosphäre auf die OH(3-1)-Temperaturen zwar gering aber dennoch ungenügend quantifiziert ist.

Andere Einflussgrößen und Randbedingungen, wie die Frage, ob sich die emittierenden Moleküle tatsächlich im lokalen thermodynamischen Gleichgewicht mit der restlichen Atmosphäre befinden, sich der Zusammenhang nach Gl. (2.24) also herstellen lässt, konnten hier nur kurz diskutiert werden. Letztlich lässt sich nie ganz ausschließen, dass alle Einflüsse bei der Berechnung der Rotationstemperaturen ausreichend und korrekt berücksichtigt worden sind. Deswegen ist es wichtig, für potentielle spätere Reanalysen auch die gemessenen Rohdaten, Kalibrationen und die daraus abgeleiteten Intensitäten mit entsprechender Dokumentation langfristig zu archivieren.

2.6 Dynamik der Atmosphäre

Globale Zirkulation

Der mittlere Zustand der Mesopausenregion wird wesentlich kontrolliert von der globalen Zirkulation. Deren Einzelheiten können im Detail recht komplex sein, und sollen an dieser Stelle nicht weiter ausgeführt werden. Sie sind nachzulesen in der einschlägigen Literatur, z.B. bei Andrews et al. (1987), Pichler (1997) oder Holton (2004). Für das Grundverständnis der beobachteten Phänomene lassen sich die Eigenschaften der großräumigen Vorgänge jedoch wie folgt plausibel machen. Die globale atmosphärische Zirkulation ist bis in die Stratosphäre geprägt von an den Polen absinkenden und am Äquator aufsteigenden Luftmassen. Die zu erwartende Ausgleichsströmung von niedrigen zu hohen Breiten wird aufgrund der Corioliskraft westwärts abgelenkt und es bildet sich in der freien Troposphäre der sog. geostrophische Wind aus (ostwärts). Im Winter kann sich dieser bis in die Stratosphäre fortsetzen. Durch die solare Einstrahlung ist die polare Stratosphäre im Sommer allerdings relativ warm. Die in dieser Höhe nun in umgekehrter Richtung (vom Äquator zum Sommerpol) einsetzende Ausgleichsströmung wird wiederum von der Corioliskraft abgelenkt und führt zur Bildung von westwärts gerichteten Zonalwinden in der sommerlichen Stratosphäre. Abbildung 2.28 zeigt die im Januar (Nordwinter) und Juni (Nordsommer) vorherrschenden Temperatur- und Windfelder. Diese starken Zonalwindfelder lassen keinen Austausch in meridionaler Richtung zu und unterbinden die direkte Zirkulation von Äquator zu Pol.

Allerdings begünstigt ein meridionaler Temperaturgradient von mehr als 6 K pro 1000 km die spontane Wellenbildung in der zonalen Strömung. Es bilden sich Planetare Wellen aus, die im Bezugssystem der Strömung westwärts laufen. Durch nicht-lineare Prozesse kann diesen Wellen westwärts gerichteter Impuls entzogen und an die Grundströmung übertragen werden. Im ortsfesten Bezugssystem ergibt sich im Winter durch die Verlangsamung der ostwärts gerichteten Grundströmung eine Schwächung der Corioliskraft in Richtung Äquator und die Strömung erhält eine polwärts gerichtete Komponente. Dieses meridionale Strömungssystem wird nach ihren Entdeckern auch Brewer-Dobson Zirkulation genannt. Auf einige Aspekte, z.B. den Unterschied zwischen Sommer und Winter, wird im Abschnitt über Planetare Wellen noch ausführlicher eingegangen.

Für die Mesosphäre gelten ähnliche Überlegungen wie für die Stratosphäre. Allerdings handelt es sich bei den für den Impulsübertrag verantwortlichen Wellen nicht um Planetare Wellen sondern um Schwerewellen. Dabei entsteht in der Mesosphäre eine residuelle meridionale Zirkulation, die sich im Gegensatz zur Stratosphäre nicht vom Äquator zum Pol erstreckt, sondern vom Sommerpol zum Winterpol. Mit den zonalen und meridionalen Strömungen geht auch ein vertikaler Austausch einher, der in der Mesosphäre am Sommerpol aufsteigende und am Winterpol absinkende Luftmassen zur Folge hat, die sich dabei adiabatisch

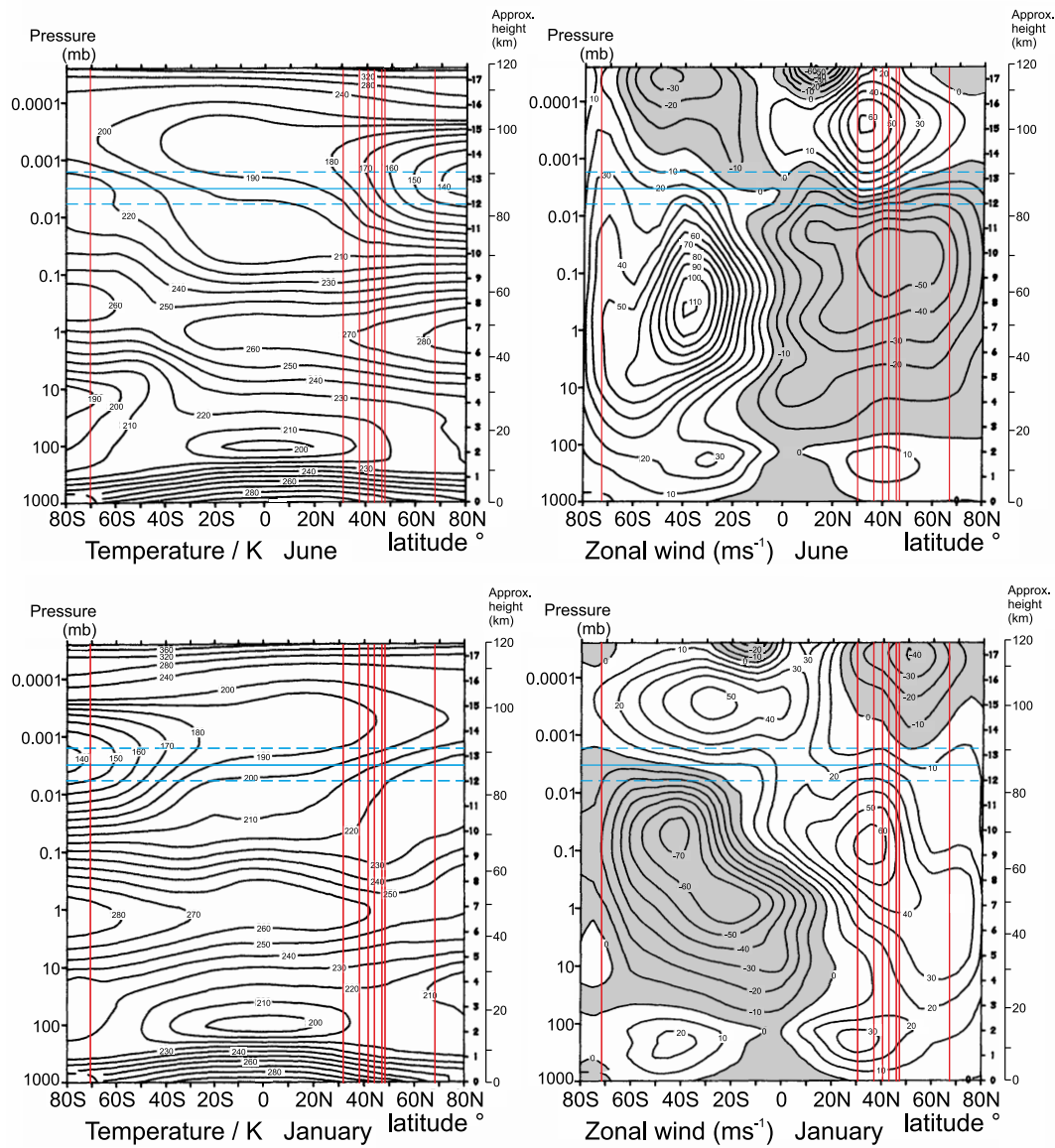


Abbildung 2.28: Zonale Monatsmittel von Temperatur und Zonalwinden für Juni (oben) und Januar (unten) in Abhängigkeit von geographischer Breite und Höhe (Fleming et al. (1990)). Die grau unterlegten Bereiche kennzeichnen die Regionen, in denen der Zonalwind westwärts gerichtet ist. Die horizontalen blauen Linien deuten mittlere Höhe und Ausdehnung der OH-Schicht an. Die vertikalen roten Linien bezeichnen die geographische Breite der NDMC-Stationen, an welcher in dieser Arbeit entwickelten GRIPS Instrumente betrieben werden.

abkühlen bzw. erwärmen. Diese führen in der Mesopause zur Ausbildung eines Temperaturminimums im Sommer und eines Temperaturmaximums im Winter.

Während die Geschwindigkeit der Zonalwinde bis zu 100 m/s betragen kann, belaufen sich die Geschwindigkeiten der meridionalen Strömung lediglich auf 1 m/s bis 10 m/s in der Mesopausenregion bzw. etwa 0,1 m/s in der Stratosphäre. Die vertikale Geschwindigkeit der an den Polen aufsteigenden bzw. absinkenden Luftmassen beträgt in der Mesosphäre sogar nur etwa 10 mm/s. Aufgrund ihrer großen Bedeutung für die globale Zirkulation wird auf die wesentlichen Typen atmosphärischer Wellen im Folgenden kurz eingegangen.

Atmosphärische Wellen

Viele dynamische Prozesse in der Atmosphäre lassen sich im Rahmen der Hydrodynamik beschreiben. Die grundlegende Bewegungsgleichung stellt dabei die Navier-Stokes-Gleichung für kompressible Flüssigkeiten dar. Dabei befindet sich die Atmosphäre jedoch an der Oberfläche der rotierenden Erde und unterliegt zusätzlich deren Schwerkraftfeld, so dass die Bewegungsgleichung im rotierenden Bezugssystem der Erde zusätzlich die Gravitation und die Corioliskraft berücksichtigen muss:

$$\rho \frac{d\mathbf{v}}{dt} = \rho \left(\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} \right), \quad (2.42)$$

$$= \rho \mathbf{g} - \nabla p - 2\rho (\mathbf{\Omega} \times \mathbf{v}) - \rho \mathbf{\Omega} \times (\mathbf{\Omega} \times \mathbf{r}) + \eta \Delta \mathbf{v} + \frac{\eta}{3} \nabla (\nabla \cdot \mathbf{v}). \quad (2.43)$$

Dabei steht ρ für die Atmosphärendichte, \mathbf{v} für die Strömungsgeschwindigkeit, \mathbf{g} für die Schwerkraftbeschleunigung, p für den Atmosphärendruck, $\mathbf{\Omega}$ für die Winkelgeschwindigkeit der Erde, \mathbf{r} für den Abstand zum Erdmittelpunkt und η für den Viskositätskoeffizienten. Obwohl sich die OH-Schicht bereits in der ionosphärischen D-Schicht befindet (vgl. Abbildung 2.2), ist der Ionisierungsgrad mit etwa 10^{-8} dort noch sehr gering, so dass elektromagnetische Wechselwirkungen in guter Näherung vernachlässigt werden können. In größeren Höhen, wie der Quellregion der roten OI_{630} -Emission in der ionosphärischen E- bzw. F-Region sind bei der Beschreibung der dynamischen Prozesse gegebenenfalls auch elektrische und magnetische Kräfte durch Einführung eines Terms der Form

$$\rho_q (\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}) = \rho_q \mathbf{E} + \mathbf{j} \times \mathbf{B} \quad (2.44)$$

auf der rechten Seite von Gl. (2.42) zu berücksichtigen. In dieser sog. magneto-hydrodynamischen Beschreibung bezeichnen ρ_q die Dichte ionisierter Partikel, \mathbf{E} und \mathbf{B} das elektrische Feld bzw. die magnetische Flussdichte sowie \mathbf{j} die Stromdichte. In dieser Arbeit sollen jedoch nur die Vorgänge in der neutralen Atmosphäre gemäß Gl. (2.42) näher betrachtet werden. Dann wird der Zustand der Atmosphäre durch die fünf Größen Druck p , Neutralgasdichte ρ und die Komponenten der Strömungsgeschwindigkeit \mathbf{v} beschrieben. So wie Gl. (2.42) aus der

Impulserhaltung folgt, können aus der Erhaltung der Masse und der Energieerhaltung die Kontinuitätsgleichung bzw. die Adiabatengleichung abgeleitet werden, so dass ausreichend Beziehungen zur Aufstellung und Lösung eines Systems partieller Differentialgleichungen zur Verfügung stehen:

$$\frac{d\rho}{dt} = \frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla(\rho \underline{v}) = 0, \quad (2.45)$$

$$\frac{d(p\rho^{-\gamma})}{dt} = 0. \quad (2.46)$$

Der Adiabatenexponent γ bezeichnet das Verhältnis der spezifischen Wärmekapazitäten bei konstantem Druck (c_p) zu der konstanten Volumens (c_v) und lässt sich auch über die Anzahl der mit Energie zu versorgenden Freiheitsgrade f beschreiben:

$$\gamma = \frac{c_p}{c_v} = \frac{f+2}{f}. \quad (2.47)$$

Da sich die Zusammensetzung der Atmosphäre bis zur Homopause kaum ändert, wird auch die Mesopausenregion noch von den zweiatomigen Molekülen N_2 und O_2 dominiert, so dass $f = 5$ und $\gamma = 1,4$ gilt. Zur Lösung von Gl. (2.42), Gl. (2.45) und Gl. (2.46) wird das System linearisiert, d.h. die Momentanwerte einer Größe x werden als Summe ihres zeitlichen Mittelwerts x_0 und eines Störterms x' aufgefasst. Dann verschwinden die Ableitungen der zeitlichen Mittelwerte und Produkte von mehreren Störtermen werden vernachlässigt. Als Lösungsansatz der sich ergebenden Gleichungen dienen die bekannten harmonischen Funktionen der Form $\alpha \exp(i(\underline{k}\underline{r} - \omega t))$. Es ergeben sich als Lösung verschiedene Wellentypen mit Wellenvektor $\underline{k} = (k_x, k_y, k_z)$ und Kreisfrequenz ω . Die Größen \underline{r} und t stehen für den Ortsvektor und die Zeit. Die weitere Ableitung der allgemeinen Dispersionsrelation für atmosphärische Wellen ist wie die globale Zirkulation u.a. bei Andrews et al. (1987), Pichler (1997) oder Holton (2004) beschrieben. Sie wird üblicherweise unter Vernachlässigung der Reibung als Abhängigkeit der vertikalen Wellenlänge k_z von den anderen Größen angegeben als:

$$k_z^2 = \frac{(N^2 - \sigma^2)n^2}{\sigma^2 - f_C^2} + \frac{\sigma^2}{c_s^2} - \left(\frac{N^2}{c_s^2} + E^2 \right). \quad (2.48)$$

Dabei steht n^2 für die Summe aus quadrierter zonaler Wellenzahl k_x und meridionaler Wellenzahl k_y , c_s für die Schallgeschwindigkeit, $f_C = 2\Omega \sin \phi$ für den Coriolisparameter mit der Winkelgeschwindigkeit Ω der Erde am Breitengrad ϕ . Die Größe $\sigma = \omega - \underline{uk}$ steht für die dopplerverschobene Frequenz der Welle, mit der tatsächlichen Kreisfrequenz ω und der Hintergrundwindgeschwindigkeit \underline{u} . N steht für die Brunt-Väisälä-Frequenz und E für den Eckart-Koeffizienten. Die

Brunt-Väisälä-Frequenz N beschreibt die Frequenz, mit der ein Luftpaket unter dem Einfluss von Auftrieb und Schwerkraft um seine Ruhelage oszilliert. Es gilt:

$$N = \sqrt{\frac{g}{\Theta} \frac{\partial \Theta}{\partial z}}, \quad (2.49)$$

$$= \sqrt{\frac{g^2}{c_s^2} (\gamma - 1) + \frac{g}{c_s^2} \frac{\partial c_s^2}{\partial z}}, \quad (2.50)$$

$$= \sqrt{\frac{g}{T} \left(\frac{g}{c_p} + \frac{\partial T}{\partial z} \right)}. \quad (2.51)$$

Hier steht g für den Betrag der Schwerebeschleunigung und Θ für die potentielle Temperatur. Dies ist die Temperatur, die das betreffende Luftpaket nach adiabatischer Verschiebung auf das Standarddruckniveau von 1000 hPa annehmen würde. Eine solche Auftriebsoszillation ist offenbar nur unter der Bedingung möglich, dass $\partial \Theta / \partial z$ größer als null ist. Nur dann ist der reale Temperaturgradient kleiner als der adiabatische und ein nach oben (unten) ausgelenktes Luftpaket wird aufgrund seiner adiabatischen Abkühlung (Erwärmung) zurück in seine Ruhelage beschleunigt, diese Luftschichtung wird als stabil bezeichnet. Ist $\partial \Theta / \partial z$ dagegen kleiner als null, wird das besagte Luftpaket immer weiter beschleunigt und es stellt sich keine Oszillation ein, diese Schichtung wird als labil bzw. instabil bezeichnet. In Atmosphärenbereichen mit kleinem Vertikalgradienten der Temperatur ($\partial T / \partial z$), z. B. in der Mesopause, lässt sich die Brunt-Väisälä-Frequenz näherungsweise durch die absolute Temperatur beschreiben:

$$N \approx \frac{g}{c_s} \sqrt{\gamma - 1} = \frac{g}{\sqrt{c_p T}}. \quad (2.52)$$

Für typische Temperaturen der Mesopausenregion ($\approx 150 - 250 \text{ K}$) beträgt die zugehörige Periode $\tau_g = 2\pi/N$ etwa 4 bis 5 Minuten.

Für den Eckart-Koeffizienten, der die vertikale Schichtung der Atmosphäre beschreibt, gilt:

$$E = \frac{1}{2\rho_0} \frac{\partial \rho_0}{\partial z} + \frac{g}{c_s^2} = \frac{1}{2g} \left(\frac{g^2}{c_s^2} - N^2 \right). \quad (2.53)$$

Mit typischen Werten von $\text{ca. } 3 \cdot 10^{-5} \text{ m}^{-1}$ fällt er ziemlich klein aus, seine Vernachlässigung in weiteren Betrachtungen wird häufig als Boussinesq-Näherung bezeichnet. Je nachdem, welche Rückstellkräfte auf bestimmten zeitlichen und räumlichen Skalen dominieren, bilden sich unterschiedliche Wellentypen aus.

Schallwellen

Sind der Einfluss der Corioliskraft, der Schwerkraft und der Schichtung der Atmosphäre vernachlässigbar, so nehmen die Parameter N , f_C und E jeweils den Wert Null an und Gl. (2.48) vereinfacht sich zu:

$$k_z^2 = -n^2 + \frac{\sigma^2}{c_s^2}. \quad (2.54)$$

Diese Gleichung lässt sich einfach umformen zur für Schallwellen bekannten Dispersionsrelation:

$$\underline{k}^2 = \frac{\sigma^2}{c_s^2}. \quad (2.55)$$

Für die Schallgeschwindigkeit gilt dabei zudem:

$$c_s = \sqrt{\gamma \frac{p_0}{\rho_0}}, \quad (2.56)$$

$$= \sqrt{\frac{f + 2 \frac{RT_0}{M}}{f}}. \quad (2.57)$$

Dabei bezeichnet R die allgemeine Gaskonstante und M die molare Masse von Luft. Mit etwa 0,0289 kg/mol für M folgen mit den für die Mesopause typischen Temperaturen zwischen 150 K und 250 K für die Schallgeschwindigkeit Werte von etwa 245 m/s bis 320 m/s .

Schwerewellen

Unter Bedingungen, bei denen der Einfluss der Corioliskraft vernachlässigt werden kann ($f_C = 0$) und die Atmosphäre sich als inkompressibles Medium ohne Schichtung beschreiben lässt ($c_s \rightarrow \infty$, $E \rightarrow 0$), vereinfacht sich Gl. (2.48) zu:

$$k_z^2 = \frac{N^2 - \sigma^2}{\sigma^2} n^2 - E^2, \quad (2.58)$$

$$\approx \frac{N^2 - \sigma^2}{\sigma^2} n^2 = \frac{N^2 n^2}{\sigma^2} - n^2. \quad (2.59)$$

Diese Beziehung beschreibt die sog. atmosphärischen Schwerewellen. Berücksichtigt man in der Formulierung nun die Dopplerverschiebung durch den horizontalen Wind \underline{u} (s.o.), mit Beschränkung der Betrachtung auf dessen in der Mittleren

Atmosphäre dominierende zonale Komponente u_0 (d.h. auch $n^2 \rightarrow k_x^2$), ergibt sich daraus:

$$k_z^2 = \frac{N^2 k_x^2}{(\omega - u_0 k_x)^2} - k_x^2, \quad (2.60)$$

$$= \frac{N^2 k_x^2}{k_x^2 \left(\frac{\omega}{k_x} - u_0 \right)^2} - k_x^2, \quad (2.61)$$

$$= \frac{N^2}{(c_{Ph} - u_0)^2} - k_x^2. \quad (2.62)$$

Eine der grundlegenden Eigenschaften von Schwerewellen ist offenbar, dass sie sich bei einer Identität von Phasengeschwindigkeit c_{Ph} und Hintergrundwindgeschwindigkeit u_0 nicht mehr vertikal ausbreiten können. Im Bezugssystem des Grundstroms ($u_0 = 0$) lässt sich die Dispersionsrelation wie folgt formulieren:

$$\omega^2 = \frac{N^2 k_x^2}{k_x^2 + k_z^2}. \quad (2.63)$$

Erfolgt eine Anregung der Schwerewellen sowohl in der horizontalen wie auch in der vertikalen Richtung, dann folgt der Winkel, unter dem sich die Wellenfronten bezogen auf die Vertikale ausbreiten aus vertikaler und horizontaler Wellenlänge λ_z bzw. λ_x :

$$\cos \alpha = \frac{\lambda_z}{\sqrt{\lambda_x^2 + \lambda_z^2}} = \frac{k_x}{\sqrt{k_x^2 + k_z^2}}. \quad (2.64)$$

Zusammen mit Gl. (2.63) folgt:

$$\omega^2 = N^2 \cos^2 \alpha. \quad (2.65)$$

Die maximale Frequenz von Schwerewellen ist also gleich der Brunt-Väisälä-Frequenz N . Aus Gl. (2.63) lässt sich auch die Gruppengeschwindigkeit herleiten:

$$c_{Gr,x} = \frac{\partial \omega}{\partial k_x} = \frac{N k_z^2}{(k_x^2 + k_z^2)^{3/2}}, \quad (2.66)$$

$$c_{Gr,z} = \frac{\partial \omega}{\partial k_z} = \frac{-N k_x k_z}{(k_x^2 + k_z^2)^{3/2}}. \quad (2.67)$$

Wie sich leicht zeigen lässt, haben Schwerewellen damit zusätzlich die Eigenschaft, dass ihre Gruppengeschwindigkeit im rechten Winkel zur Phasengeschwindigkeit steht. Darüber hinaus unterscheiden sich in der Vertikalen ihre Vorzeichen: abwärts gerichtete Phasenfronten bedeuten aufwärts gerichteten Energietransport.

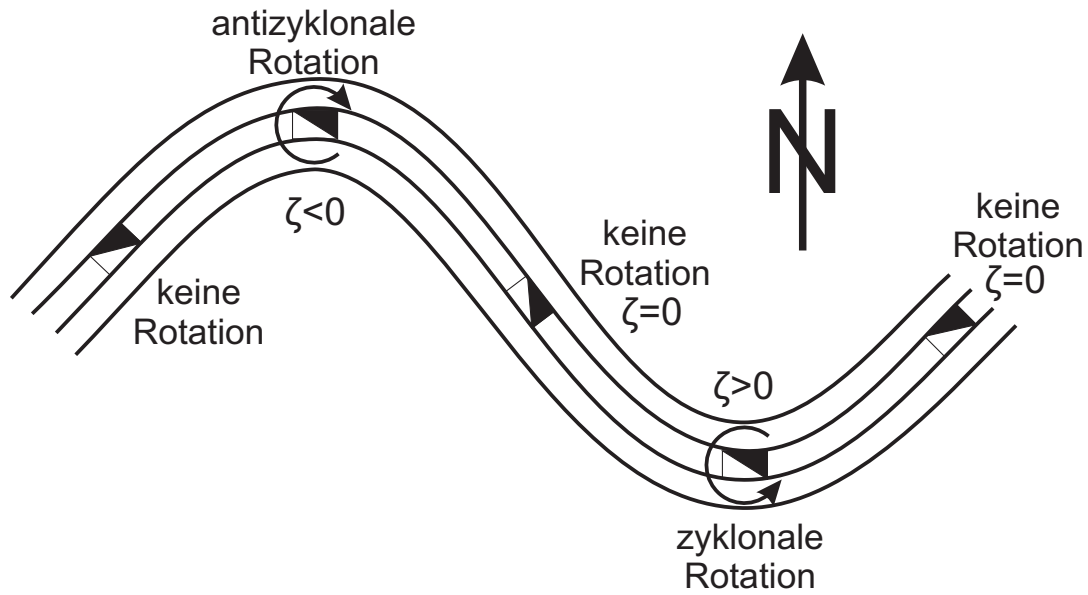


Abbildung 2.29: Lokaler Drehimpuls ζ und Drehrichtung eines Luftpakets in den verschiedenen Phasen einer Planetaren Welle auf der Nordhalbkugel (nach Liljequist and Cehak (2006)).

Planetare Wellen

Die größten atmosphärischen Wellen sind die sog. Planetaren Wellen. Sie sind zurückzuführen auf die Drehimpulserhaltung bzw. auf die Änderung der Corioliskraft mit der geographischen Breite. Für die absolute Vortizität (Wirbelstromstärke) gilt:

$$\eta_V = \zeta + f_C = \text{const.} \quad (2.68)$$

Dabei bezeichnen ζ den lokalen Drehimpuls und f_C den planetaren Drehimpuls. Wird eine Strömung in meridionaler Richtung abgelenkt, so erfährt sie eine andere Corioliskraft, d.h. eine Änderung von f_C . Aufgrund der Erhaltung der absoluten Vortizität η_V erfährt die Strömung bedingt durch die Änderung von ζ eine Drehung, die der ursprünglichen Auslenkung entgegenwirkt. Nun bildet sich in der Grundströmung eine etwa breitenkreisparallele Planetare Welle aus (s. Abbildung 2.29).

Eine ausführliche Herleitung der Dispersionsrelation findet sich z.B. bei Pichler (1997), Holton (2004) oder Andrews (2010). In deren Verlauf besteht eine wichtige Vereinfachung in der Entwicklung von f_C in eine Taylorreihe um die geographische Breite ϕ_0 und der Abbruch nach dem zweiten Glied, so dass $f_C = f_0 + \beta y$,

mit $f_0 = 2\Omega \sin \phi_0$, $\beta = 2\Omega/R_E \cdot \cos \phi_0 = \text{const.}$ und $y = R_E(\phi - \phi_0)$ (sog. Beta-Ebenen Approximation). Schließlich nimmt sie folgende Form an:

$$\sigma = -\frac{\beta k_x}{k_x^2 + k_y^2 + \frac{f_0^2}{N^2}(k_z^2 + E^2)}, \quad (2.69)$$

$$\approx \omega - k_x u_0. \quad (2.70)$$

Dabei stehen k_x und u_0 wieder für die zonalen Komponenten. Diese Beschränkung ist gerechtfertigt, da die Zonalwinde sehr viel größer sind als die meridionalen und vertikalen Komponenten des Windes (s.o.). Damit gilt:

$$c_x = \frac{\omega}{k_x} = u_0 - \frac{\beta}{k_x^2 + k_y^2 + \frac{f_0^2}{N^2}(k_z^2 + E^2)}. \quad (2.71)$$

Da $f_0 > 0$, $\beta > 0$ und $N > 0$ gilt, ergeben sich nun Randbedingungen für die Beziehung zwischen Phasengeschwindigkeit c_x und Windgeschwindigkeit u_0 , unter denen sich eine Planetare Welle vertikal ausbreiten kann (d.h. für $k_z^2 > 0$):

$$0 < u_0 - c_x < u_{krit}, \quad \text{mit} \quad u_{krit} = \frac{\beta}{k_x^2 + k_y^2 + \frac{f_0^2}{N^2} E^2}. \quad (2.72)$$

Während sich freie Planetare Wellen nach einmaliger Anregung also westwärts gegen die Grundströmung bewegen, bilden sich auch beim Überströmen von meridional ausgerichteten Gebirgen (z.B. Rocky Mountains) oder Land-See-Übergängen erzwungene Planetare Wellen mit verschwindender Phasengeschwindigkeit aus. Diese quasi-stationären Wellen zeichnen sich durch erheblich größere Amplituden aus, können sich aber ausschließlich bei ostwärts gerichteten Winden - also nur im Winter (s.o.) - in die Mittlere Atmosphäre ausbreiten. Für die vertikale Ausbreitung laufender Planetarer Wellen gilt die zusätzliche Einschränkung, dass ihre Phasengeschwindigkeit größer sein muss als die Summe aus Zonalwind und der kritischen Windgeschwindigkeit, die eine Funktion der horizontalen Wellenzahl der Welle ist (sog. Charney-Drazin Kriterium). Erreicht die Welle bei der vertikalen Ausbreitung einen Höhenbereich, in dem diese Bedingung verletzt wird, bricht sie unter Abgabe von Impuls und Energie an den Grundstrom. Der Einfluss Planetarer Wellen auf die OH-Temperaturen ist gut belegt, so dass OH-Messungen regelmäßig für das Studium der Planetaren Wellenaktivität in der Mesopausenregion benutzt werden (s. z.B. Reisin et al. (2014)). In diesem Zusammenhang hat Höppner (2009) Anzeichen dafür gefunden, dass auch im Sommer ein signifikanter Anteil der Temperaturvariabilität auf Planetare Wellen zurückzuführen ist.

Gezeiten

Eine besondere Form atmosphärischer Wellen sind die solaren oder thermischen Gezeiten. Sie werden in der Mittleren Atmosphäre vor allem durch die Absorption solarer UV-Strahlung angeregt. Folglich zeichnen sich ihre Perioden dadurch

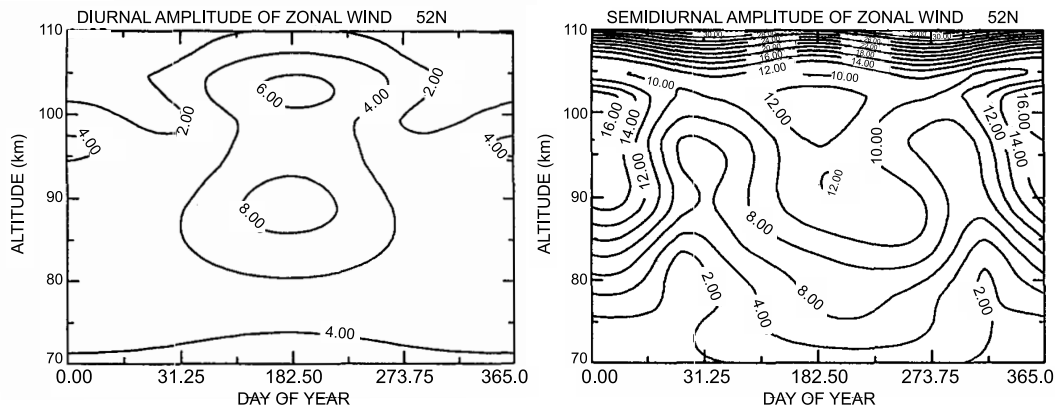


Abbildung 2.30: Amplitude der ganz- und halbtägigen Gezeitenschwingung im zonalen Wind für 52° N (Hedin et al. (1996)). Die Amplitude der halbtägigen Gezeit ist bei 52° N das ganze Jahr über stärker ausgeprägt als die ganztägige.

aus, dass es sich mehr oder weniger um Harmonische von 24 Stunden handelt. Dabei besitzen sie ähnliche Größenskalen wie Planetare Wellen. Ihre größte Bedeutung haben sie zwischen dem Äquator und etwa 30° geographischer Breite. Allerdings lassen sie sich auch in mittleren Breiten nachweisen. Man unterscheidet zwischen wandernden Gezeiten (engl.: *migrating tides*), die sich mit dem Sonnenstand westwärts bewegen, und nicht wandernden Gezeiten. Letztere sind letztlich auch Harmonische der periodischen Sonneneinstrahlung, können sich aber sowohl ost- wie westwärts bewegen oder stationär sein. Sie stehen in Zusammenhang mit meteorologischen Vorgängen in der Troposphäre (Speicherung und Freisetzung latenter Wärme).

In der Mesopausenregion können Gezeiten erheblichen Einfluss auf den Hintergrundzustand der Atmosphäre nehmen und so letztlich auch die Bedingungen beeinflussen, die für das Brechen von Schwerewellen entscheidend sind. Abbildung 2.30 zeigt die Entwicklung der beiden stärksten Gezeitenschwingungen (24 h und 12 h) anhand der Schwankungen im zonalen Wind für 52° N im Verlauf eines Jahres nach Hedin et al. (1996). Offenbar weist die halbtägige Gezeitenschwingung deutlich größere Amplituden auf als die ganztägige. Während die zeitliche Veränderung der Amplituden der ganztägigen Gezeit symmetrisch um die Zeitpunkte der Sonnenwenden erfolgt, weist die halbtägige Gezeit im Spätsommer zwischen Mitte August und Ende September in Höhen um 90 km höhere Amplituden auf als im Frühjahr.

Kapitel 3

Instrumente und Datenaufbereitung

Es gibt verschiedene Ansätze und technische Lösungen, um das OH-Leuchten zu vermessen. Meinel hat bei seiner Entdeckung der OH-Spektren im Juli 1948 noch einen Spektrographen mit Transmissionsgitter und sehr großer Brennweite verwendet. Dadurch erhielt das Instrument eine Länge von über 12 m, an dessen Ende das OH-Spektrum auf eine Fotoemulsion abgebildet wurde. Um jedoch eine ausreichende Signalstärke zu erhalten, war für dieses erste von Meinel aufgezeichnete und von G. Herzberg identifizierte OH-Spektrum (OH(6-1)-Übergang zwischen 630 nm und 890 nm Wellenlänge) noch eine Gesamtbelichtungszeit von über 32 Stunden erforderlich, die auf drei aufeinanderfolgende Nächte verteilt werden musste (vgl. Meinel (1948), Meinel (1950c)).

Je nach Zielstellung wurden in den darauffolgenden Jahrzehnten diverse Instrumente für die Beobachtung des OH-Leuchtens in den unterschiedlichen Spektralbereichen entwickelt. Dabei sind wahrscheinlich sämtliche OH-Übergänge mindestens einmal vermessen worden. Einige Übergänge werden in der OH-Spektroskopie jedoch favorisiert. So standen im sichtbaren Spektralbereich für die Beobachtung des OH(8-3)-Übergangs bei 730 nm früh hochempfindliche Detektoren zur Verfügung. Der OH(6-2)-Übergang bei etwa 840 nm dagegen eignet sich zur gleichzeitigen Beobachtung mit dem $O_2 b(0-1)$ -Übergang des $^1\Sigma_g - ^3\Sigma_g^-$ -Systems bei etwa 865 nm, der Informationen aus einer weiteren Höschicht liefert (OH: 87 km, O_2 : 95 km, vgl. auch Kapitel 2.2, Abbildung 2.3 und Kapitel 4.6). Ebenso bieten sich die OH(8-5)- und OH(7-4)-Übergänge in der Nähe des $O_2(0-0)$ -Übergangs des $^1\Delta_g - ^3\Sigma_g^-$ -Systems bei etwa $1,3\,\mu\text{m}$ an.

Da die Anregung des OH-Moleküls gemäß Gl. (2.19) vorzugsweise in das 7., 8. oder 9. Vibrationsniveau erfolgt (vgl. Ohoyama et al. (1985), Steinfeld et al. (1987), McDade et al. (1987), von Savigny et al. (2012)), eignen sich Übergänge aus den hohen Niveaus weniger für die Ableitung der Temperatur, denn die zugehörigen Rotationsniveaus sind noch nicht thermalisiert. Laut Pendleton et al. (1993) können bereits aus den OH(6-2)-Emissionen Rotationstemperaturen abge-

leitet werden, die in guter Übereinstimmung mit der kinetischen Temperatur der Atmosphäre stehen. Auch einige Übergänge aus dem 7. Vibrationsniveau sollen sich für die Ableitung von Rotationstemperaturen eignen.

Aufgrund des längeren Austauschs mit der umgebenden Atmosphäre ist jedoch davon auszugehen, dass die niedrigsten Übergänge am besten thermalisiert sind. Demnach wäre die Beobachtung des OH(1-0)-Vibrationsübergangs angebracht, dieser liegt allerdings wie auch die anderen $\Delta\nu = 1$ -Übergängen zwischen $2,8\text{ }\mu\text{m}$ und $4,5\text{ }\mu\text{m}$ Wellenlänge. Diese Emissionen sind messtechnisch aus mehreren Gründen nur schwer zugänglich. Zum einen weisen die verfügbaren Detektormaterialien wie InAs, PbS, InSb oder HgCdTe hier nur eine geringe Empfindlichkeit auf, so dass lange Belichtungszeiten erforderlich sind. Zum anderen steigt jenseits von $2\text{ }\mu\text{m}$ die thermische Hintergrundstrahlung der Atmosphäre stark an und überlagert diese OH-Emissionen zusätzlich. Allerdings sind die energetisch nächstgelegenen Vibrationsübergänge mit $\Delta\nu = 2$ am wahrscheinlichsten und die zugehörigen Emissionslinien entsprechend von allen OH-Emissionen die hellsten. Hier kann zwar der OH(2-0)-Übergang zwischen $1,4\text{ }\mu\text{m}$ und $1,5\text{ }\mu\text{m}$ aufgrund starker H₂O-Absorptionsbanden vom Erdboden aus nicht beobachtet werden. Die OH(3-1)-, OH(4-2)- und OH(5-3)-Übergänge zwischen $1,5\text{ }\mu\text{m}$ und $1,7\text{ }\mu\text{m}$ aber gehören seit den 1960er Jahren zu den am häufigsten beobachteten Emissionen.

Handelsübliche Halbleiterdetektoren auf Siliziumbasis lassen sich nur bis zu Wellenlängen von etwa 1100 nm einsetzen, dabei nimmt die Sensitivität allerdings schon für Wellenlängen oberhalb von 800 nm stark ab. Mittlerweile sind daher CCD-Kameras für Beobachtungen der höheren OH-Übergänge im sichtbaren und nahinfraroten Wellenlängenbereich bis etwa 900 nm im NDMC weit verbreitet (z.B. Wiens et al. (1991), Garcia et al. (1997), Sargoytchev et al. (2004) uvm.). Parallel zu CCDs und Siliziumphotodioden kommen im nahinfraroten Wellenlängenbereich jenseits von 800 nm auch hochempfindliche Photomultiplier zum Einsatz, die für den Nachweis einzelner Photonen geeignet sind (z. B. Takahashi et al. (1974), Scheer (1987)).

Die Beobachtung der um Größenordnungen helleren OH(3-1)-, OH(4-2)-, OH(5-3)-Übergänge jenseits von $1,4\text{ }\mu\text{m}$ ist technologisch anspruchsvoll, da sie den Einsatz von rauscharmen tiefgeköhlten Germanium- oder InGaAs-Photodioden erfordern. Dabei wurden bisher üblicherweise scannende Spektrometer mit Reflexionsgitter oder Fouriertransform-Spektrometer eingesetzt. Bei ersteren wird ein schmaler Wellenlängenbereich aus einem Monochromator ausgekoppelt und durch Drehung des Gitters sukzessive das Spektrum abgefahren. Die Instrumente GRIPS 1 bis GRIPS 4 sind solche Gitterspektrometer (vgl. Lange (1982), Gerndt (1986), Höppner (2009)). In Fouriertransformspektrometern (bzw. Interferometern) wird der Strahlengang mittels eines Strahlteilers in zwei Arme aufgeteilt. In einem Arm wird die Strahlung über einen sich bewegenden Spiegel geleitet und anschließend mit dem ersten Strahlengang wieder vereinigt. Durch die sich ständig ändernden Gangunterschiede bildet sich eine zeitlich variable Interferenz als Signal, das nach der Transformation aus dem Zeit- in den Frequenzbereich

das beobachtete Spektrum ergibt. Da von Fouriertransformspektrometern im Gegensatz zu scannenden Spektrometern zu jedem Zeitpunkt Photonen aus dem gesamten Spektralbereich registriert werden, ist das Signal-zu-Rausch-Verhältnis bzw. die erreichbare zeitliche Auflösung in der Regel deutlich höher. Allerdings benötigen Interferometer regelmäßige und aufwendige Kalibrationen, insbesondere des erfassten Wellenlängenbereichs. Außerdem reagieren sie empfindlich auf Änderungen der äußeren Messbedingungen wie der Temperatur des Instruments, so dass der Betrieb dieser Instrumente sehr aufwendig ist. Im Vergleich zu den eingesetzten Gitterspektrometern sind die Anschaffungskosten für solche Interferometer deutlich höher. Die Mehrheit der früher in der OH-Spektroskopie weit verbreiteten Interferometer (z. B. Lowe (1969), Mulligan et al. (1995), Espy and Stegman (2002)) ist heute nicht mehr in Betrieb und daher für langfristige Beobachtungsprogramme weniger geeignet.

Bei der Entwicklung eines Instruments, das eine hohe zeitliche Auflösung erreichen und gleichzeitig für die langfristige Beobachtung des OH-Leuchtens geeignet sein soll, ist es daher wünschenswert, die Stabilität und Zuverlässigkeit eines Gitterspektrometers mit der instantanen Erfassung des gewünschten Spektralbereichs zu vereinen. Dies kann realisiert werden, indem anstelle der Auskopplung eines schmalen Wellenlängenbereichs am Ausgang des Monochromators ein breiter Wellenlängenbereich ausgekoppelt und von einem Multielementdetektor aufgezeichnet wird. An die Stelle des Monochromators tritt in solchen Instrumenten ein Polychromator, der üblicherweise als Spektrograph bezeichnet wird.

Die eigentliche Herausforderung besteht in der Wahl des Detektors. Im sichtbaren Spektralbereich, in dem Multielementdetektoren auf Siliziumbasis (z. B. CCD-Kameras) seit etwa 20 Jahren zur Verfügung stehen, sind die Intensitäten des OH-Leuchtens so gering, dass in der Regel nur zeitliche Auflösungen bis zu einer Minute erreicht werden (Wiens et al. (1997)). Im kurzwelligen infraroten Spektralbereich gibt es vergleichbare Detektoren erst seit kurzem und noch immer ist ihr Einsatz mit Herausforderungen verbunden. Infrage kommen Detektoren aus HgCdTe (auch MCT-Detektoren genannt, engl. für *Mercury Cadmium Telluride*) oder InGaAs (Indiumgalliumarsenid). Der Einsatz von HgCdTe-Detektoren hat sich in der Praxis wegen des aufwendigen Betriebs nicht bewährt (s. Taylor (2005)). InGaAs wiederum weist im Gegensatz zu Silizium oder Germanium auch im gekühlten Zustand hohe Dunkelströme und damit verbundenes Rauschen auf, so dass InGaAs-Detektoren in der OH-Spektroskopie bisher kaum Verwendung fanden. Abgesehen von Einzelanfertigungen für Satelliteninstrumente, wie den Detektor des SCIAMACHY-Instruments an Bord des Satelliten ENVISAT (Bovensmann et al. (1999)), sind in der Airglowbeobachtung Stockwell and Lowe (2001) wahrscheinlich die ersten, die ein Instrument mit einer InGaAs-Photodiode ausgestattet haben. Suzuki et al. (2008) haben erstmals erfolgreich eine InGaAs-Photodiodezeile für die Beobachtung des OH(7-3)-Übergangs zwischen 875 nm und 900 nm in einem Spektrometer eingesetzt, um nicht durch die nachlassende Empfindlichkeit von Silizium in diesem Wellenlängenbereich eingeschränkt zu

werden. Da sie Beobachtungen in polaren Breiten durchführen, ist ihr Ziel die Beobachtung eines OH-Übergangs, der frei von Kontaminationen durch Aurora-Emissionen ist. Sie erreichen damit in diesem Spektralbereich jedoch nur eine zeitliche Auflösung von etwa 10 Minuten. Die maximale Empfindlichkeit von InGaAs liegt dagegen zwischen etwa $1,3\,\mu\text{m}$ und $1,6\,\mu\text{m}$, so dass es bestens für die Beobachtung der hellen OH(3-1)- und OH(4-2)-Übergänge geeignet ist. Ausgehend von diesen Überlegungen werden im Rahmen dieser Arbeit die mit einer InGaAs-Photodiodenzeile ausgestatteten Spektrometer inklusive standardisierter Betriebs- und Analyseschemata entwickelt.

3.1 Aufbau der neuen GRIPS-Spektrometer

Diese neuen GRIPS-Instrumente sind mit einer thermoelektrisch gekühlten Photodiodenzeile der Firma ANDORtm Technology, bestehend aus 512 einzelnen Photodioden, und einem Spektrographen mit 163 mm Brennweite ausgestattet. Vor dem Eintrittsspalt des Spektrographen befinden sich eine Schutzblende und ein computergesteuertes Filterrad. Abbildung 3.1 zeigt ein Schema des Instrumentenaufbaus. Die Blende vor dem Eintrittsspalt soll das Instrument vor starker Sonneneinstrahlung während des Tages schützen. Sie wird unabhängig vom Rest des Systems lediglich über eine Photozelle gesteuert, welche die Umgebungshelligkeit registriert. Sie ist absichtlich nicht mit dem Steuerrechner verbunden, um ihre Schutzfunktion auch im Fall einer Fehlfunktion des Rechners aufrechtzuerhalten. Das Filterrad ist mit einem Langpassfilter der Grenzwellenlänge 1200 nm ausgestattet, um höhere Beugungsordnungen zu unterdrücken. Denn obwohl die Empfindlichkeit des Detektors für Wellenlängen unterhalb von 900 nm stark nachlässt und auch das Beugungsgitter für Wellenlängen jenseits von $1,5\,\mu\text{m}$ optimiert ist, konnte in einer frühen Testphase des ersten Prototyps während Gewitteraktivität die sehr intensive 777,4 nm Emission des atomaren Sauerstoffs ($3p^5P - 3s^5S^0$ -Übergang) in zweiter Beugungsordnung (also bei 1554,8 nm) registriert werden. Für die regelmäßige Kontrolle des Dunkelstroms ist das Filterrad zudem mit einer vollständig geschlossenen Position versehen. Das geritzte Reflexionsgitter mit 600 Linien/mm hat eine Glanzwellenlänge (engl.: *Blazewavelength*) von $1,6\,\mu\text{m}$. Bei den Instrumenten GRIPS 5 bis GRIPS 12 sind die Beschichtungen von Spiegeln und Gitter aus Aluminium angefertigt, dessen Reflektivität bei $1,5\,\mu\text{m}$ etwa 95 % beträgt; ab GRIPS 13 sind die Beschichtungen dagegen in Silber ausgeführt, dessen Reflektivität über 98 % beträgt. Die gesamte Reflektivität der spiegelnden Oberflächen steigt damit von 86% auf 94%. Am Ausgang des Spektrographen fokussiert eine Zylinderlinse das Spektrum auf die InGaAs-Photodiodenzeile.

Das Gesichtsfeld des Instruments wird vom Akzeptanzwinkel des Spektrographen bestimmt, der sich wiederum aus der F-Zahl ($F/\#$) des Spektrographen ergibt. Für den eingesetzten Czerny-Turner Spektrograph gilt $F=3,6$. Daraus ergibt sich ein halber Öffnungswinkel von knapp 8° . Die F-Zahl stellt allerdings

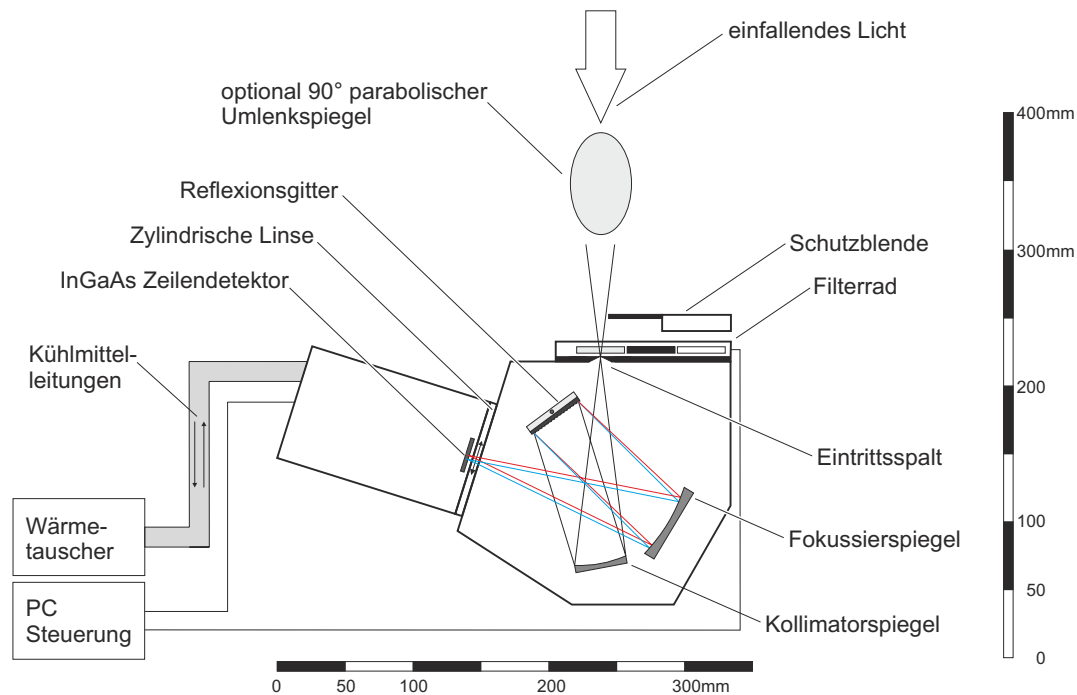


Abbildung 3.1: Aufbau der neu entwickelten GRIPS-Instrumente. Wahlweise können die Instrumente mit einem Parabolspiegel versehen werden, um den effektiven Öffnungswinkel von etwa $15,5^\circ$ voller Breite auf etwa $3,5^\circ$ zu verkleinern (s.a. Fotografien A.3 im Anhang).

nur einen Näherungswert für den Öffnungswinkel dar, denn sie ergibt sich aus der Brennweite des Spektrographen und der Größe des Reflexionsgitters. Letzteres ist rechteckig, so dass sich $F/\#$ für die einfachere Vergleichbarkeit unterschiedlicher Monochromatoren auf den gegenüber dem Gitter flächengleichen Kreis bezieht. Aufgrund von Vignettierungseffekten werden die Ecken des Gitters jedoch etwas schlechter ausgeleuchtet, so dass die Verwendung dieses Öffnungswinkels durchaus gerechtfertigt ist. In der Praxis wird daher von einem vollen Öffnungswinkel von etwa $15,5^\circ$ mal $15,5^\circ$ ausgegangen. Dies entspricht bei Zenitmessungen einem Gesichtsfeld von etwa 24 km mal 24 km in Höhe der OH-Schicht (87 km). Zur Verringerung des Öffnungswinkels können die Instrumente mit einem Parabolspiegel ausgestattet werden, der als 90° -Umlenkspiegel ausgeführt ist. Messungen haben gezeigt, dass der Akzeptanzwinkel dadurch auf etwa ein Viertel (ca. $3,5^\circ$) sinkt (s. Abbildungen 3.10 und A.1).

In der Beobachtungspraxis werden die Instrumente mit unterschiedlichen Zenitwinkeln eingesetzt. Um den Auf- und Abbau der Instrumente zu vereinfachen, wurde für die Instrumente im Jahr 2012 eine zerlegbare Unterkonstruktion entwickelt, die es gestattet, die Instrumente mit Zenitwinkeln von 0° , 15° , 30° , 45° , 60° oder 75° einzusetzen - unabhängig davon, ob sie mit Parabolspiegel ausge-

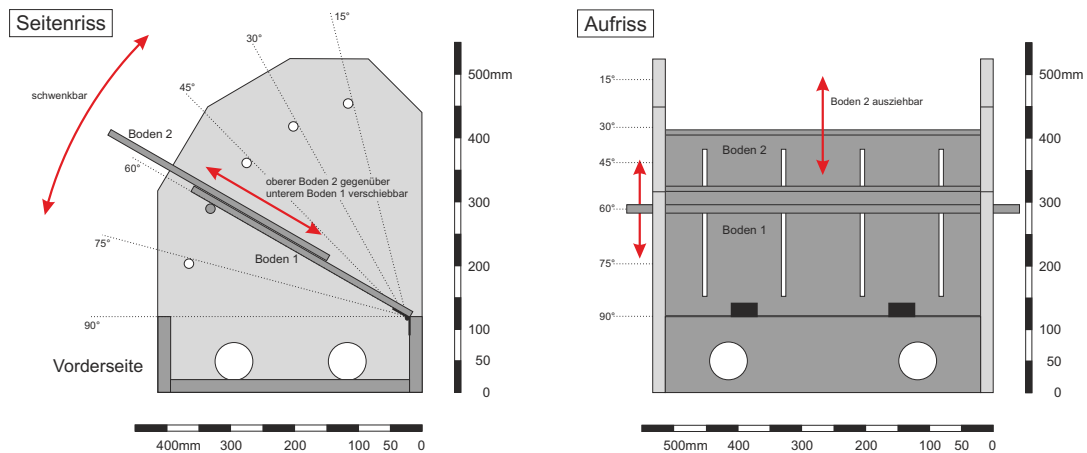


Abbildung 3.2: Schema der Unterkonstruktion für die GRIPS Instrumente. Im mit Kabeldurchführungen versehenen unteren Teil können die notwendigen Elektronikkomponenten platziert werden, während das auf eine dreh- und ausziehbare Plattform montierte Spektrometer flexibel unter verschiedenen Winkeln ausgerichtet werden kann. Bei schrägen Blickrichtungen wird das Instrument je nachdem, ob es mit dem parabolischen Umlenkspiegel ausgerüstet ist oder nicht, mit der Vorderseite oder der Hinterseite zur Fensteröffnung ausgerichtet (s. Abbildung 3.3 sowie Fotografien A.3 im Anhang).

stattet sind oder nicht. Abbildung 3.2 zeigt den schematischen Aufbau dieser Halterung. Die Grundfläche beträgt im Innenmaß 500 mm mal 400 mm. Der von allen Seiten via Kabeldurchführungen zugängliche untere Teil ist für die Aufnahme von notwendigen Elektronikkomponenten, wie computergesteuerten Relays, Netzteilen und Mehrfachsteckdosen vorgesehen. Die darüber angebrachte drehbare Platte ist mit Schlitten versehen, so dass das seinerseits auf eine identische Platte montierte Spektrometer entlang dieser Schlitten verschoben und mit der unteren Platte flexibel verschraubt werden kann. Das Spektrometer kann daher bei schrägen Blickrichtungen möglichst dicht an der Beobachtungsöffnung des Labors positioniert werden.

Für eine Messkampagne in Palma de Mallorca 2011/2012 wurde das GRIPS 12 Instrument mit einem klimatisierten Gehäuse umgeben, so dass es im Außenbereich betrieben werden konnte. Die Herausforderung bei der Konstruktion des Gehäuses besteht in der Gewährleistung einer ausreichenden Kühlung aller empfindlichen Komponenten. Eine wohldefinierte Zirkulation der gekühlten Luft entlang aller Wärmequellen muss jederzeit gewährleistet sein. Für die Klimatisierung wurde die Klimaanlage Saphir Compact der Firma Truma gewählt, die mit 2,4 kW über eine ausreichende Kühlleistung verfügt und sich durch einen geringen Stromverbrauch (4,2 A) und eine geringe Geräuschentwicklung auszeichnet, so dass sie über eine reguläre haushaltsübliche Spannungsversorgung (230 V) auch in dicht besiedelten Gebieten problemlos im Freien betrieben werden kann. Aus

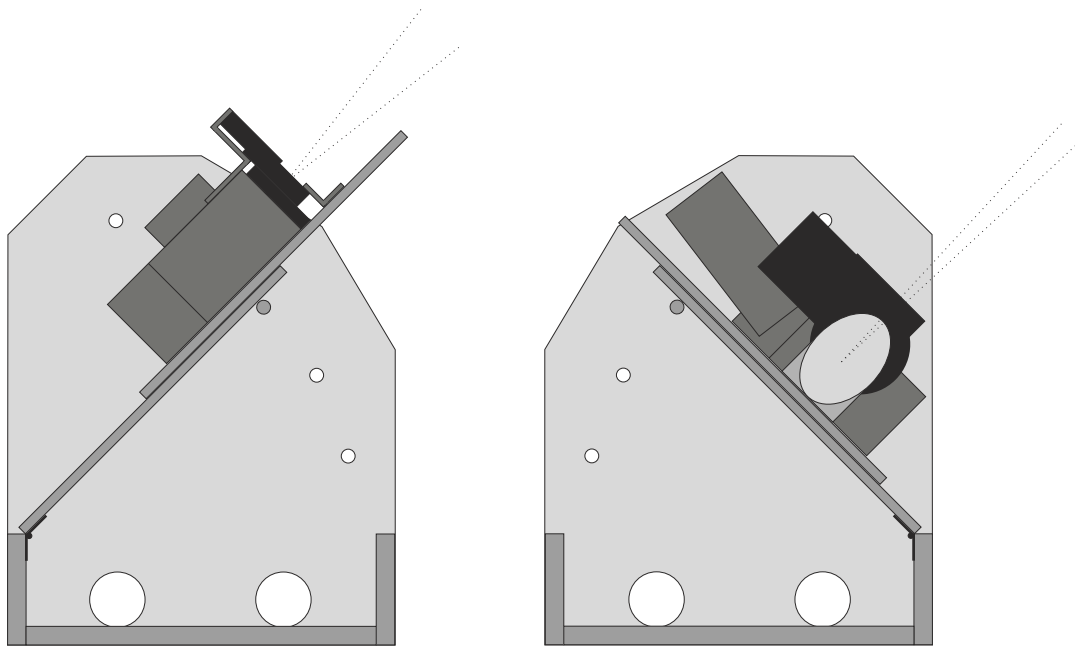


Abbildung 3.3: Verwendung der Unterkonstruktion in der Praxis. Das linke Bild zeigt den Aufbau wie er seit Juni 2012 mit dem GRIPS 12 am Observatoire de Haute-Provence in Frankreich verwirklicht ist. Im Gegensatz dazu zeigt das rechte Bild, wie das inzwischen mit einem Umlenkspiegel ausgerüstete GRIPS 5 seit Oktober 2012 am Astrophysikalischen Observatorium in Abastumani, Georgien aufgebaut ist. Beide Instrumente werden dabei unter einem Zenitwinkel von 45° betrieben (s.a. Fotografien A.3 im Anhang).

naheliegenden Gründen wurden sowohl die Klimaanlage als auch das GRIPS Instrument in standardisierten Transportkisten untergebracht. Abbildung 3.4 zeigt diesen Aufbau. Die Klimaanlage verfügt über drei Kaltluftauslässe, entsprechend wurde das Gehäuse mit dem Instrument in drei Bereiche unterteilt. Die gegenüber hohen Temperaturen empfindlichsten Bestandteile des Instruments sind der Steuerrechner und der InGaAs-Detektor. Sie erhalten deshalb jeweils einen eigenen Bereich, alle weniger sensiblen Komponenten inklusive des Wärmetauschers sind im dritten Bereich untergebracht. Die in den ersten beiden Bereichen vorgewärmte Luft wird zusammen mit der dritten Zuführung in den letzten Bereich geleitet, aus dem sie schließlich zurück zur Klimaanlage geführt wird. Der größte Wärmeeintrag erfolgt durch die Fensteröffnung, in die tagsüber das Sonnenlicht gelangen kann. Um den Wärmeeintrag zu minimieren, ist die Öffnung durch einen Aufsatzkranz leicht erhöht ausgeführt und mit einer um 15° geneigten Polycarbonatscheibe versehen, von der Regenwasser leicht abgleiten kann. Durch die Erhöhung wird das Instrument auch tagsüber abgeschattet und die Erwärmung konzentriert sich auf den Aufsatzkranz selbst. Durch die Aufteilung in drei separate Bereiche wird der restliche Wärmeeintrag zudem weiter auf den mittleren Bereich beschränkt.

Während des Transports können der Aufsatzkranz und der gesamte Innenteil des mittleren Bereichs entfernt werden, so dass das eigentliche Spektrometer sicher in einer gesonderten Kiste transportiert werden kann.

3.2 Optische Eigenschaften und Kalibrationen

Aufgrund der relativ kleinen Dimension der eingesetzten Spektrographen wird das spektrale Auflösungsvermögen nicht allein vom Gitter (Beugungsbegrenzung), sondern im Wesentlichen von der endlichen Breite des Eintrittsspalts bestimmt (geometrisches Auflösungsvermögen). Die spektrale Breite bzw. der Bandpass $\Delta\lambda$ am Ausgang des Spektrographen ergibt sich dann aus dem Produkt von reziproker linearer Dispersion $\partial\lambda/\partial L$ und Spaltbreite s :

$$\partial\lambda/\partial L \cdot s = \frac{a s \cos \beta}{n f} \quad (3.1)$$

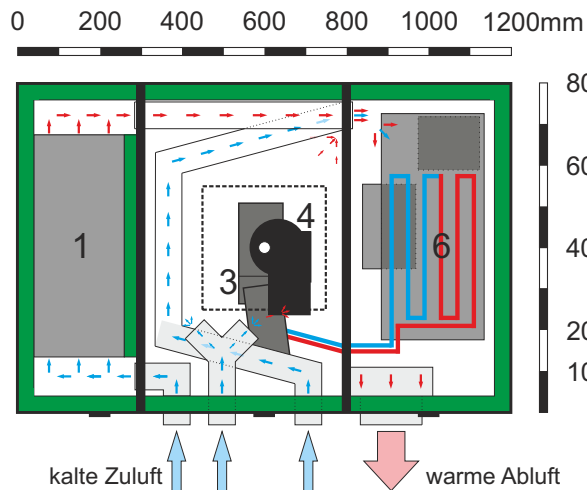
$$\approx \frac{a s}{n f} . \quad (3.2)$$

Dabei steht a für die Gitterkonstante (1/600 mm), s für die Breite des Eintrittsspalts (etwa 0,3 mm), n für die Beugungsordnung ($n=1$) und f für die Brennweite des Spektrographen (163 mm). Bei den älteren Systemen bis GRIPS 4 betragen diese Werte zumeist: $a=1/300$ mm, $s=0,5$ mm, $n=2$ und $f=300$ mm. Der Winkel β steht für den Beugungswinkel zur Gitternormalen. Gl. (3.1) lässt sich aus der Definition der linearen Dispersion als Produkt aus Brennweite des Systems und dessen Winkeldispersion herleiten, dabei folgt letztere aus der Differentiation der Gittergleichung nach der Wellenlänge. Es ist eine Eigenschaft von Reflexionsgittern, dass der Beugungswinkel β im Bereich der Glanzwellenlänge gegen Null geht, so dass der Faktor $\cos \beta$ vernachlässigt werden kann. Ein breiter Eintrittsspalt bedeutet aufgrund der erhöhten Menge einfallenden Lichts ein besseres Signal-zu-Rausch-Verhältnis, allerdings dürfen die Flanken der P_2 -Linien keinen Beitrag zu den Linienmitten der P_1 -Linien liefern. Dies würde die korrekte Ableitung der Rotationstemperatur verhindern. Entscheidend ist dabei die $P_2(4)$ -Linie, die im Spektrum nur 3,7 nm von der $P_1(4)$ -Linie entfernt liegt. Die Breite des Eintrittsspalts wurde daher so gewählt, dass sich eine (volle) Linienbreite von $\Delta\lambda \approx 3,1$ nm ergibt (vgl. Abb. 2.7); dies ist etwa 3 Größenordnungen breiter als die tatsächliche Breite der OH-Linien. Die Details der gemessenen Linienformen werden also vollständig durch die optischen Eigenschaften der Spektrometer bestimmt. Diese unterscheiden sich allerdings hinsichtlich ihrer Instrumentenfunktionen. Während sich die mit GRIPS 1 bis GRIPS 4 gemessenen Linien sehr gut als Gaußsche Glockenkurve beschreiben lassen, ist eine derartige Beschreibung bei den Instrumenten ab GRIPS 5 zwar auch möglich, allerdings weisen die Linien bereits erkennbar systematische Abweichungen von der Form einer Gaußschen Glockenkurve auf.

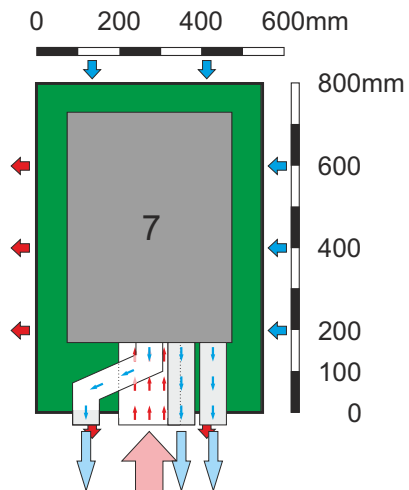
GRIPS Instrument in klimatisiertem Gehäuse

Grundriss:

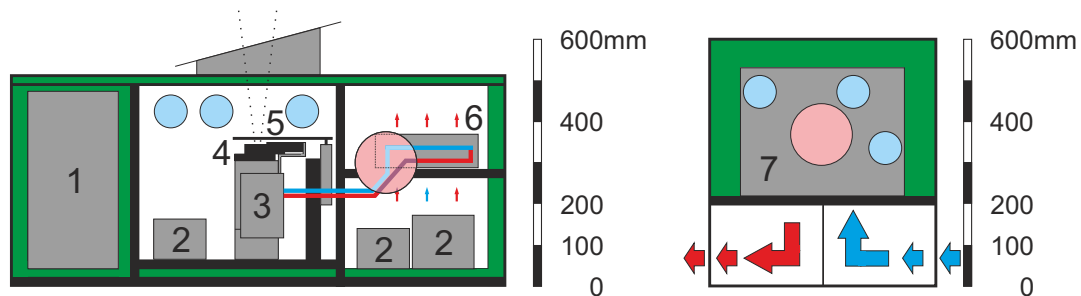
Instrument:



Klimaanlage



Aufriss:



- 1 Steuerrechner
- 2 Elektronik & Netzteile
- 3 Spektrometer
- 4 Filterrad
- 5 Blende
- 6 Wärmetauscher
- 7 Klimaanlage

- Wärmeisolierung
- mechanische Verstärkung
- Fensteröffnung
- geschlossener Kreislauf, Abluft
- geschlossener Kreislauf, Zuluft
- Außenluftabfuhr
- Außenluftzufuhr

Abbildung 3.4: Schema des klimatisierten Gehäuses von GRIPS 12 für den Betrieb im Außenbereich. Im Grundriss wurde die Blende (5) weggelassen, um die Lage des darunter liegenden Instruments deutlicher hervorzuheben. Die Klimaanlage ist in einer separaten Kiste untergebracht (s.a. Fotografien A.3 im Anhang).

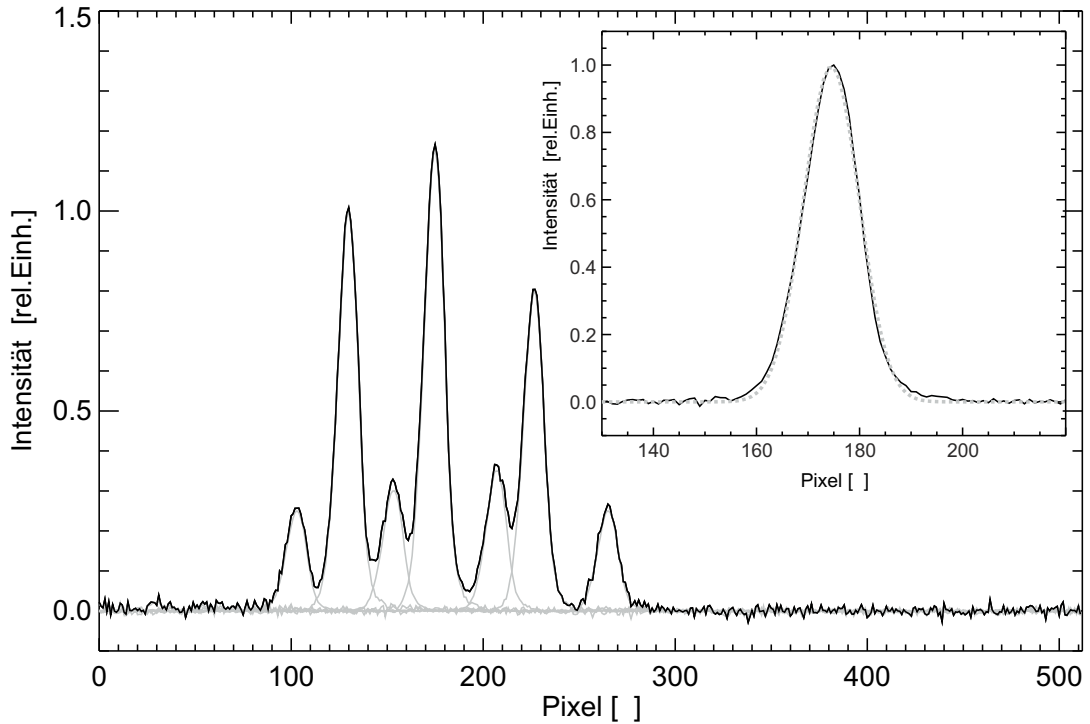


Abbildung 3.5: Mittels eines hochauflösenden Monochromators simuliertes OH-Spektrum. Im Zentrum der P_1 -Linien gibt es keinen Überlapp mit anderen Linien: die vorgegebene Rotationstemperatur von 220 K kann im Rahmen der Messgenauigkeit mit $219,8 \text{ K} \pm 1,6 \text{ K}$ gut reproduziert werden. Gegenüber der Gaußkurve (gestrichelt) sind die Linien aufgrund von Abbildungsfehlern des Spektrographen leicht zu höheren Wellenlängen (entsprechend höheren Pixelzahlen) verschoben.

Der tatsächliche Überlapp der Linien wurde daher mittels eines hochauflösenden Monochromators bestimmt, dessen Auflösungsvermögen ($\lambda/\Delta\lambda \approx 5500$) eine Größenordnung höher ist als jenes der GRIPS-Instrumente ($\lambda/\Delta\lambda \approx 500$). Abbildung 3.5 zeigt das mit diesem Monochromator erzeugte künstliche OH-Spektrum. Die Intensität der Linien wurde so skaliert, dass sie den tatsächlich beobachteten OH-Intensitäten einer Temperatur von 220 K entspricht. Die geringfügigen Asymmetrien in der Linienform, die sich beim Vergleich mit der Gaußkurve ergeben (LinienDetail in Abbildung 3.5), lassen sich in erster Linie auf den Astigmatismus (schiefer Strahlenbündel) und sphärische Aberrationen der verwendeten Spektrographen zurückführen. Aufgrund der flächenhaften Ausdehnung der Detektorzeilen am Ausgang der Spektrographen sind die Anforderungen an die Abbildungseigenschaften höher und entsprechend schwieriger zu erfüllen als bei den einfacheren Monochromatoren mit Ein- und Austrittsspalt der Instrumente GRIPS 1 bis GRIPS 4. In der Praxis sind die Abbildungsfehler für die OH-Spektroskopie jedoch ohne Bedeutung, solange sichergestellt ist, dass sie nicht zur deutlichen Ausbildung einer Koma führen. Dabei würde die gemessene Linienform in einer

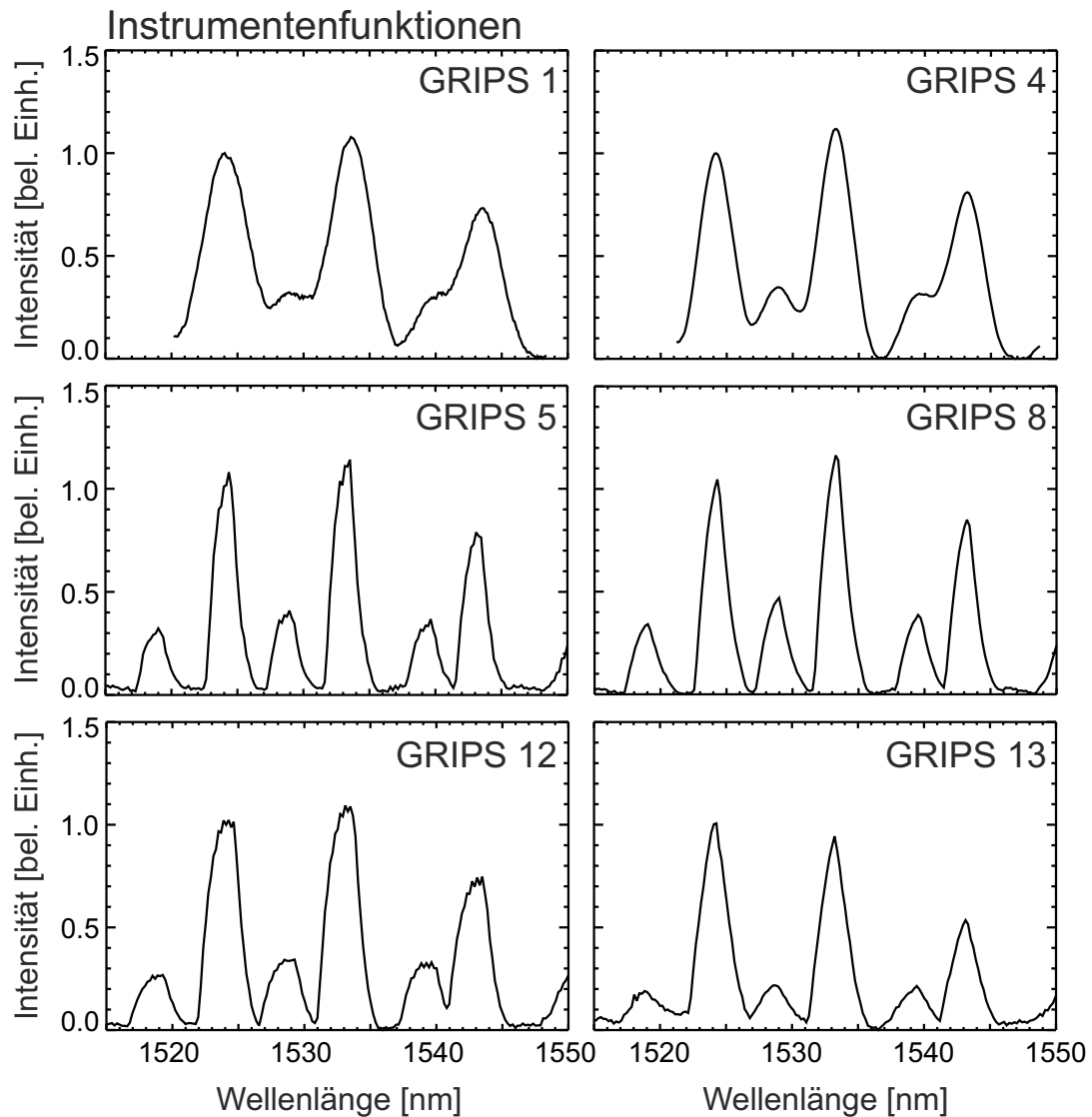


Abbildung 3.6: Gestapelte Spektren unterschiedlicher GRIPS-Instrumente, welche die Instrumentenfunktionen der einzelnen Instrumente erkennen lassen. Die Linienform der scannenden Instrumente GRIPS 1 und GRIPS 4 stellt beinahe eine perfekte Gaußkurve dar. Die Linienformen der Instrumente GRIPS 5, GRIPS 8 und GRIPS 12 zeigen deutliche Aberrationen mit Schweif zu größeren Wellenlängen. Bei GRIPS 13 dagegen sind die Linien eher dreieckig mit nur geringen Abbildungsfehlern. Die Variation der Linienhöhen ist auf unterschiedliche Rotationstemperaturen zurückzuführen.

Richtung eine deutlich ausgeprägtere Flanke bzw. einen sog. Schweif aufweisen. Falls ein solcher Schweif sich mit einer benachbarten Linie überlappt, wird ein zu hoher Intensitätswert für letztere registriert und auf diese Weise die daraus abgeleitete Rotationstemperatur verfälscht. Aus dem künstlichen Spektrum wird ersichtlich, dass die kleinen Linienschweife (hin zu größeren Wellenlängen) an den Linienmitten der P_1 -Linien keinen Beitrag zur Linienmitte der anderen Linien liefern. Entsprechend ergibt sich aus dem gemessenen Spektrum eine Rotationstemperatur von $219,8 \text{ K} \pm 1,6 \text{ K}$, die gut mit dem vorgegebenen Wert übereinstimmt. Wäre der Überlapp an den Linienmitten signifikant, wäre zuerst die $P_1(4)$ -Linie (bei Pixel 220) betroffen, so dass sich zu hohe Temperaturen ergeben würden.

Die Ausprägung der Bildfehler ist jedoch bei jedem Instrument anders und abhängig von der Justierung des Gitters, der Spiegel und Spalte sowie besonders von der Montage der Zeilendetektoren am Ausgang der Spektrographen. Abbildung 3.6 zeigt einige mit verschiedenen GRIPS Instrumenten aufgezeichnete Spektren im Vergleich. Dabei handelt es sich um die gestapelten Spektren jeweils guter Messnächte, die die Linienformen der einzelnen Instrumente erkennen lassen. Die Darstellung beschränkt sich auf den Wellenlängenbereich zwischen 1515 nm und 1550 nm; zudem sind die Intensitäten zur besseren Vergleichbarkeit auf die Intensität der $P_1(2)$ -Linie normiert. Bei den Instrumenten GRIPS 1 und GRIPS 4 ist damit der gesamte erfasste Wellenlängenbereich berücksichtigt. Die Linienform dieser Instrumente entspricht mit hoher Genauigkeit einer Gaußkurve. Im Gegensatz zu den neuen Instrumenten können sie mit einer geringeren spektralen Auflösung betrieben werden. Bei den dargestellten Spektren von GRIPS 5, GRIPS 8 und GRIPS 12 sind dagegen - anders als bei GRIPS 6 (Abb. 3.5) und GRIPS 13 - Abbildungsfehler deutlich erkennbar. Sie führen zur Ausbildung von Flanken auf der Seite größerer Wellenlängen. Nicht zuletzt aus diesem Grund werden die Instrumente mit einer höheren spektralen Auflösung betrieben. Der Vergleich der Linienformen von GRIPS 5, das zum Aufnahmezeitpunkt bereits mit einem Parabolspiegel vor dem Eintrittsspalt ausgerüstet war (vgl. Abbildung 3.1), mit GRIPS 8 und GRIPS 12 offenbart, dass dieser Spiegel offenbar keinen Einfluss auf die Linienformen nimmt. Beim GRIPS 12 wurde die spektrale Auflösung zur Optimierung des Signal-zu-Rausch-Verhältnisses gerade soweit verringert, dass korrekte quantitative Messungen der Linienhöhen noch möglich sind. Dies führt zu einer geringfügigen Verbreiterung der Linien. Beim GRIPS 13 dagegen nehmen die Linien beinahe die dreieckige Gestalt an, wie sie sich aus der Betrachtung der Strahlengänge in einem idealen Monochromator ergeben sollten. Bei genauerer Betrachtung erkennt man aber auch bei diesem Instrument die leichte Asymmetrie der Linien. Im Gegensatz zu den anderen Instrumenten ist GRIPS 13 das erste, dessen Spiegel und Gitter mit Silber anstelle von Aluminium beschichtet sind. Dies kann jedoch nicht als Erklärung für die andersartige Linienform dienen. Letztlich würde nur der Austausch der sphärischen durch toroidale Spiegel die Abbildungsfehler weitgehend beheben.

Obwohl alle dargestellten Spektren aus der Stapelung hunderter bis tausender Spektren entstanden sind, lässt sich der Einfluss von Störungen nur bei GRIPS 4 durch diese Mittelung vollständig eliminieren. Dies ist auf systembedingte Unterschiede zurückzuführen. Bei GRIPS 1 und GRIPS 4 handelt es sich bei den Störungen um das zufällige Rauschen einer einzigen als Detektor eingesetzten Photodiode. Da GRIPS 1 einen höheren Rauschanteil und eine geringere Zeitauflösung hat, führt die Stapelung der Messungen einer Nacht noch nicht zu einer vollständigen Beseitigung der zufälligen Schwankungen. Bei den Störungen in den neuen GRIPS-Instrumenten handelt es sich dagegen um systematische Abweichungen zwischen den einzelnen Elementen der Photodiodenzeile, die in den gezeigten Fällen besonders bei GRIPS 5 und GRIPS 12 durch die Mittelung über tausende Spektren überhaupt erst hervortreten.

Kalibrationen

Bei der Kalibration von Instrumenten in der Airglowspektroskopie sind unterschiedliche Parameter von Bedeutung. Dabei können verschiedene Kalibrationen unterschieden werden. Mit einer Wellenlängenkalibration wird sichergestellt, dass die Messungen im korrekten Spektralbereich stattfinden. Eine Empfindlichkeitskalibration ist besonders wichtig, da die OH-Rotationstemperaturen aus dem Vergleich der Intensitäten einzelner OH-Linien verschiedener Wellenlänge abgeleitet werden, die daher korrekt sein müssen. Auch bei der eben beschriebenen Vermessung der Linienform handelt es sich bereits um eine Form der Kalibration. Weitere Kalibrationen betreffen beispielsweise die Ausleuchtung der Detektorfläche in Multielement-Detektoren oder die Bestimmung des Öffnungswinkels des Instruments.

Anders als bei Fouriertransformspektrometern ist es bei der Wellenlängenkalibration der GRIPS-Instrumente ausreichend, den korrekten Wellenlängenbereich ein einziges Mal korrekt einzustellen. Entscheidend ist die Stellung des Reflexionsgitters. Diese ist in modernen Gitterspektrographen (mit beweglichem oder festem Gitter) derart stabil, dass der vermessene Wellenlängenbereich auch im jahrelangen Dauerbetrieb quasi keiner Drift unterliegt.

In der Praxis kann die korrekte Einstellung des Instruments direkt bei der Messung der OH-Linien erfolgen. Die Wellenlängen der OH-Emissionen sind sehr gut bekannt und dienen ihrerseits der Kalibration astronomischer Messungen. Daher existieren Kataloge und Linien-Atlanten, in denen mittlerweile mehrere tausend Linien des OH verzeichnet sind (vgl. Krassovsky et al. (1962), Abrams et al. (1994), Rousselot et al. (2000), van der Loo and Groenenboom (2007) u.v.m.). In der Literatur der Airglowspektroskopie werden vergleichbare Instrumente daher auch als selbstkalibrierend bezeichnet. Dieser Begriff ist irreführend und soll lediglich hervorheben, dass die Kalibration des Wellenlängenbereichs anhand der Messung selbst erfolgen kann. Den Gegensatz dazu bilden Instrumente, die anstelle eines vollständigen Spektrums jeweils nur Ausschnitte einzelner Li-

nien vermessen (engl. *peak-stepping*), hier muss ständig überprüft werden, dass sich der Wellenlängenbereich nicht verschiebt (vgl. z.B. Scheer (1987)).

Bei den neuen Instrumenten wird das vom Spektrographen erzeugte Spektrum auf die InGaAs-Detektorzeile abgebildet, deren einzelne Elemente eine Abmessung von $25\text{ }\mu\text{m}$ mal $500\text{ }\mu\text{m}$ (Breite mal Höhe) besitzen, so dass effektiv ein etwa 100 nm breiter Ausschnitt aus dem Spektrum instantan erfasst werden kann (je nach Instrument 97 nm bis 102 nm). Durch die gewählte Spaltbreite wird die maximale spektrale Auflösung von etwa $0,2\text{ nm}$, die sich aus der Breite der Pixel ergibt, allerdings nicht erreicht. Vielmehr wird die einfallende Strahlung jeder Linie auf etwa 30 bis 35 Pixel verteilt. Der gesamte instantan erfasste Bereich ist also größer als der eigentlich benötigte Ausschnitt zwischen etwa 1520 nm und 1550 nm . Die Systeme sind daher so eingestellt, dass sie neben dem OH(3-1)-P-Zweig auch den R-Zweig des OH(4-2)-Übergangs und die Q-Zweige dieser beiden Vibrationsübergänge erfassen. Eine Verschiebung des Wellenlängenbereichs zu kürzeren Wellenlängen ist nicht ratsam, da der R-Zweig des OH(3-1)-Übergangs aufgrund der in Kapitel 2.5 beschriebenen H_2O -Absorptionsbande vom Erdboden aus nicht beobachtet werden kann. Bei Verschiebung zu größeren Wellenlängen können leider nicht genügend Linien des OH(4-2)-P-Zweigs erfasst werden, um gleichzeitig die Rotationstemperatur aus diesen Linien abzuleiten. Außerdem liegt der OH(4-2)-P-Zweig bereits in der Bandkante des InGaAs-Detektors. Diese ist empfindlich von der Temperatur abhängig, auf die der Sensor gekühlt wird. Die präzise Vermessung des OH(4-2)-P-Zweigs mit diesen InGaAs-Detektoren ist daher schwierig, wird seit dem Jahr 2011 aber mit einem weitgehend baugleichen System von P.J. Espy in Trondheim, Norwegen durchgeführt. Espy setzt eine ähnliche Photodiodenzeile mit 1024 Elementen ein und erfasst so einen Spektralbereich von beinahe 200 nm (Patrick Espy, private Mitteilung, s.a. Hennum (2013)).

Abbildung 3.7 zeigt stellvertretend für alle GRIPS-Systeme als Ergebnis der Empfindlichkeitskalibration den Verlauf der relativen Empfindlichkeit des GRIPS 6 für zwei verschiedene Kühltemperaturen, normiert auf den Wert bei 1550 nm . Eine absolute Kalibration wird nicht benötigt, da gemäß der in Kapitel 2.4 diskutierten Analyse nur die relativen Stärken der OH-Linien verglichen werden. Die Position der Bandkante von InGaAs verschiebt sich pro Kelvin Kühltemperatur etwa $0,8\text{ nm}$ in Richtung kürzerer Wellenlängen. Für die Abbildung wurden 19 (schwarz) bzw. 11 (grau) Einzelmessungen von je 100 nm Breite aufgenommen, die sich jeweils um etwa 50 nm überlappen. Die maximale Empfindlichkeit wird zwischen 1450 nm und 1600 nm erreicht. Der Einbruch und die starke Modulation in der Sensitivität bei 1450 nm sind mit großer Wahrscheinlichkeit auf H_2O -Absorptionsbanden zurückzuführen. Ob die Strahlung dabei bereits in der geringen Luftmasse zwischen Quelle und Detektor absorbiert wird, oder auf die Einlagerung von Wasser in den spiegelnden Oberflächen bzw. im Detektormaterial zurückzuführen ist, konnte nicht abschließend geklärt werden. Gegen die Absorption durch Luft spricht die Tatsache, dass dieser Einbruch bei allen

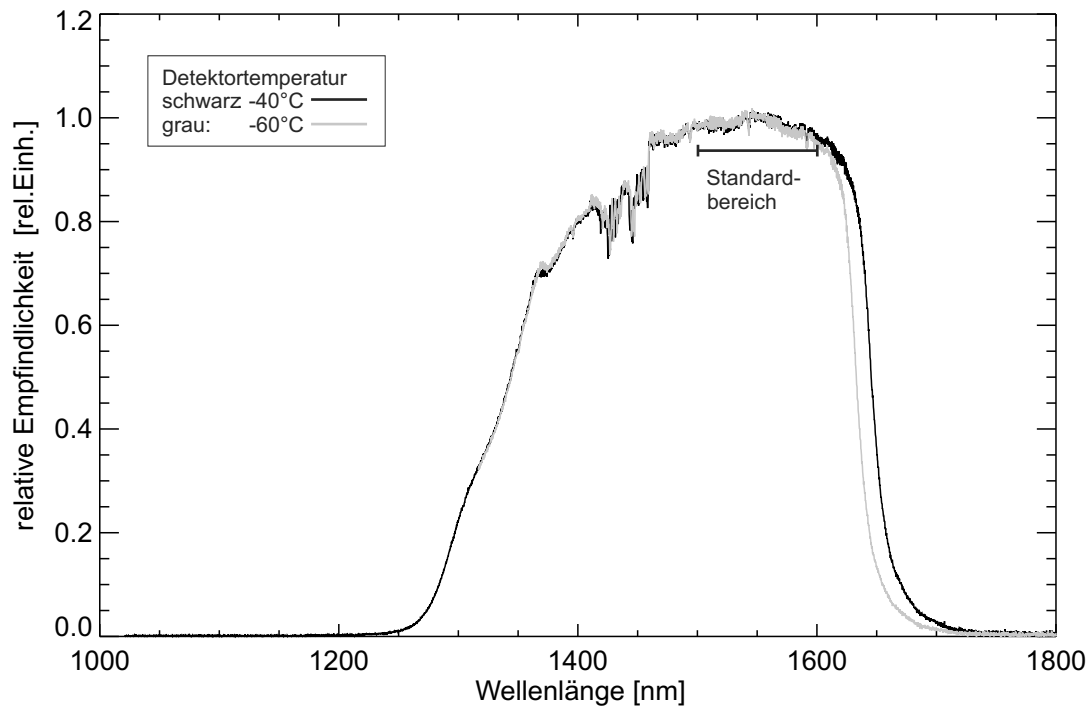


Abbildung 3.7: Relative spektrale Empfindlichkeit des GRIPS 6, normiert auf den Wert bei 1550 nm. Die Position der Bandkante ist stark von der Kühltemperatur abhängig. Zu kürzeren Wellenlängen ist die Empfindlichkeit durch den Langpassfilter mit 1200 nm Grenzwellenlänge begrenzt.

Instrumenten unterschiedlich stark ausgeprägt ist. Die langperiodische Modulation der Sensitivität zwischen 1450 nm und 1650 nm ist gleichermaßen auf die Eigenschaften des Detektors und des Langpassfilters zurückzuführen. Eine gewisse Herausforderung bei dieser Kalibration besteht darin, das Gesichtsfeld wie unter realen Messbedingungen vollständig diffus auszuleuchten. Wird die Kalibration wie im gezeigten Beispiel mit einer Lampe durchgeführt, muss ein Diffusor verwendet werden, der nicht aus dem allgemein gebräuchlichen BaSO_4 bestehen darf, das im dargestellten Spektralbereich durch seine hydrophilen Eigenschaften die bereits erwähnten H_2O -Absorptionsbanden aufweist. Stattdessen muss auf Polytetrafluorethylen (PTFE bzw. Teflon^(R)) zurückgegriffen werden. Zurzeit wird in Kooperation mit der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt (PTB) an einer hoch präzisen absoluten Kalibration mittels eines thermischen Strahlers gearbeitet, die es zukünftig nicht nur erlauben soll, eine höhere Genauigkeit bei der Berechnung der OH-Temperatur zu erreichen, sondern auch die Konzentration angeregter OH-Moleküle in der OH-Schicht zu bestimmen. Diese Kalibration ist jedoch nicht mehr Gegenstand dieser Arbeit.

Soll wie in Abbildung 3.7 ein Spektralbereich erfasst werden, der breiter ist als die instantan erfassbaren 100 nm, müssen mehrere Einzelspektren miteinan-

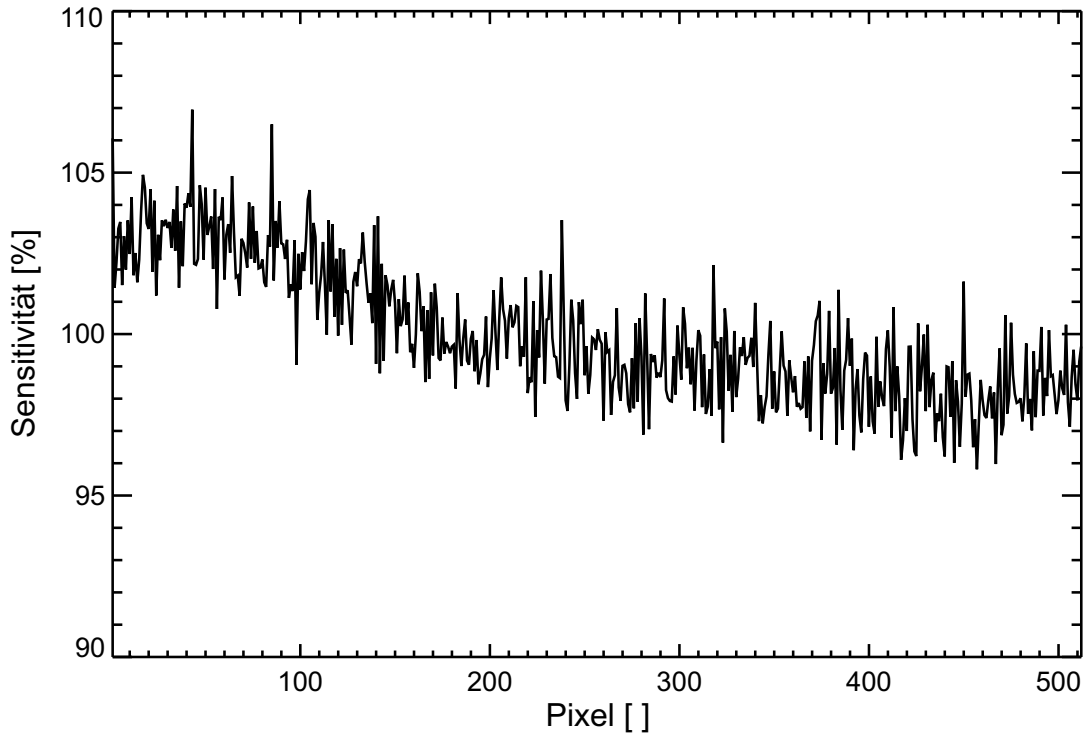


Abbildung 3.8: Ausleuchtung der Photodiodenzeile des GRIPS 6 (engl.: *flatfield*). Unabhängig von der Wellenlänge erreicht am linken Rand der Zeile mehr Strahlung den Detektor als am rechten Rand.

der kombiniert werden. In diesem Fall muss neben der spektralen Empfindlichkeit der einzelnen Pixel auch die Ausleuchtung der gesamten Zeile bekannt sein. Die erforderliche Kalibration ist schwierig, weil dafür einerseits auf jeden Pixel Strahlung derselben Wellenlänge fallen müsste, andererseits das Gitter, das die Ausleuchtung maßgeblich beeinflusst, nicht entfernt werden darf. Indem bei der Kalibration der Wellenlängenbereich jeweils nur um wenige Nanometer verfahren wird, und die Auswirkung auf die gemessene Intensitätsverteilung analysiert wird, ist es möglich, die Ausleuchtung zumindest grob abzuschätzen. Alternativ kann eine Gitterposition eingestellt werden, die einem Wellenlängenbereich entspricht, für den das Gitter wenig geeignet ist (z.B. weit im sichtbaren Bereich).

Dann fungiert das Gitter weniger als dispersives Element sondern eher als Spiegel. Abbildung 3.8 zeigt das Ergebnis dieser sog. Ausleuchtungskorrektur (engl.: *flatfield correction*) für das GRIPS 6. Gegenüber dem mittleren Intensitätsverlauf ist der linke Rand der Zeile um etwa 3 Prozent besser, der rechte Rand dagegen um etwa 2 Prozent schlechter ausgeleuchtet. In Abbildung 3.7 kann in dem aus Einzelmessungen zusammengesetzten Spektrum der Einfluss dieser Korrektur erkannt werden. So lässt sich bei etwa 1490 nm, 1540 nm und 1590 nm ein kleiner Einbruch im Intensitätsverlauf erkennen, der auf eine geringfügige Ungenauigkeit der Flatfield-Korrektur beim Zusammenfügen der Einzelmessun-

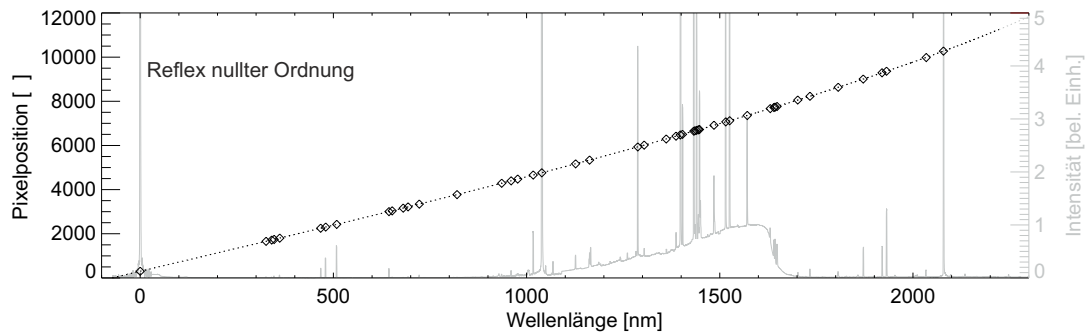


Abbildung 3.9: Der gesamte mit den GRIPS-Instrumenten erfassbare Wellenlängenbereich vom ultravioletten bis in den infraroten Spektralbereich (GRIPS 6). Die Wellenlängen werden anhand einer Cadmium-Spektrallampe identifiziert und einer gedachten Pixelposition zugeordnet, die sich aus Gitterstellung und Position des Pixels auf dem Sensor ergibt. Die gestrichelte Linie stellt ein Polynom 5. Grades dar, mit dem diese Pixelposition in eine Wellenlänge übersetzt werden kann. Die Rauten geben die Lage der bei der Kalibration eindeutig identifizierten Linien bzw. deren höhere Ordnungen an. Die genaue Zuordnung der Linien kann Tabelle A.2 im Anhang entnommen werden.

gen zurückgeht. Im regulären Betrieb ist eine Drehung der Gitters der neuen Instrumente jedoch nicht erforderlich, so dass diese Kalibration implizit bei der Bestimmung der wellenlängenabhängigen Empfindlichkeit berücksichtigt wird.

Abbildung 3.9 zeigt den gesamten Spektralbereich, der mit den neuen GRIPS-Instrumenten prinzipiell erfasst werden kann. Die genauen Wellenlängen ergeben sich aus dem Spektrum der verwendeten Cadmium-Spektrallampe. Im kurzwelligen Bereich konnten mit dem InGaAs-Detektor noch Cadmiumlinien im UV-Bereich bis 326 nm nachgewiesen werden (s. Tabelle A.2 im Anhang). Diese Wellenlängen liegen erheblich jenseits des von den entsprechenden Herstellern üblicherweise angegebenen Empfindlichkeitsbereichs von etwa 850 nm bis 1700 nm und verdeutlichen die Notwendigkeit der Verwendung eines Langpassfilters zu Unterdrückung potentieller Störsignale aus dem kurzwelligen Bereich. Im langwelligen Bereich konnten Linien bis 1648 nm registriert werden. Bei den weiteren in Abbildung 3.9 dargestellten Linien handelt es sich daher um höhere Beugungsordnungen anderer Linien.

Der bereits erwähnte Akzeptanzwinkel von etwa $7,8^\circ$ ist ein rechnerischer Wert, der eine Annäherung an das tatsächliche Gesichtsfeld darstellt. Der Winkel verkleinert sich beim Gebrauch des in Abbildung 3.1 dargestellten Parabolspiegels. Für einen präzisen Vergleich der Öffnungswinkel mit und ohne Parabolspiegel wird das Gesichtsfeld von GRIPS 13 ohne Spiegel und von GRIPS 16 mit Spiegel vermessen. Abbildung 3.10 zeigt die Akzeptanzbereiche der beiden Spektrometer im Vergleich. Bei GRIPS 13 erreicht die Empfindlichkeit über einen weiten Winkelbereich Werte über 80% (bezogen auf die maximale Empfindlich-

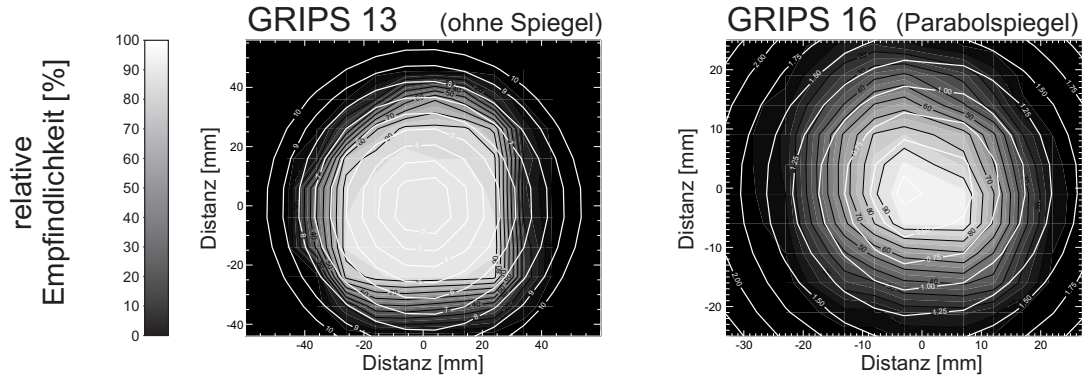


Abbildung 3.10: Vermessung der Akzeptanzbereiche der Spektrometer mit und ohne Parabolspiegel. Die Distanzangaben in Millimeter beziehen sich auf den individuellen Messaufbau und sind nicht direkt vergleichbar. Die weißen Isolinien geben die Winkel zur optischen Achse wieder (ausgehend vom Eintrittsspalt des jeweiligen Instruments).

keit). Für Winkel zwischen 6° und 7° sinkt die Empfindlichkeit sehr schnell und für 8° liegt sie unabhängig von der konkreten Azimutrichtung unter 5%. Bei GRIPS 16 lässt sich kein flaches Plateau in der Empfindlichkeit identifizieren. Die Empfindlichkeit sinkt kontinuierlich je größer der Winkel relativ zur optischen Achse ist. Bereits bei $1,75^\circ$ sinkt die Empfindlichkeit auf unter 5%. Die Form des Gesichtsfelds von GRIPS 16 ist beinahe kreisförmig; im Gegensatz zum Gesichtsfeld von GRIPS 13, dessen Form sich gemäß der Messungen als eher eckig beschreiben lässt. Da das Gitter das begrenzende Element im Strahlengang ist, wäre eine exakt rechteckige Form zu erwarten. Der scharfe Abfall am rechten und unteren Bildrand ist ein Hinweis auf diese Form. Unter Umständen tragen die oben beschriebenen Abbildungsfehler dazu, dass sich diese Form nicht über das ganze Gesichtsfeld ausbildet. Aus den in Abbildung 3.11 b) dargestellten Messunsicherheiten im Verlauf einer Messnacht geht hervor, dass die registrierte Signalstärke beider Instrumenten-Ausführungen vergleichbar ist. Daraus folgt, dass die maximale Empfindlichkeit von GRIPS 16 im Zentrum des Gesichtsfelds etwa 6,5 mal so hoch ist wie die maximale Empfindlichkeit des GRIPS 13 (s. Anhang A.1).

Mit dem Ziel der verbesserten Detektion von kleinskaligen Schwerewellen wurde eine Reihe von Instrumenten zwischenzeitlich mit Parabolspiegeln ausgerüstet. Während die größeren Gesichtsfelder (im Zenit) Kantenlängen von ca. 24 km aufweisen, beträgt sie für die kleineren nur etwa 6 km. Die minimale horizontale Wellenlänge, die von den Instrumenten registriert werden kann, verringert sich daher von etwa 50 km auf lediglich 12 km und erschließt so einen erheblichen Teil des vorher unzugänglichen Schwerewellenspektrums.

Abbildung 3.11 zeigt eine Messnacht der Instrumente GRIPS 13 und GRIPS 16. Der in 3.11 a) dargestellte Verlauf der Temperaturen ist weitgehend identisch; die Werte von GRIPS 16 sind zur besseren Darstellung um 20 K ver-

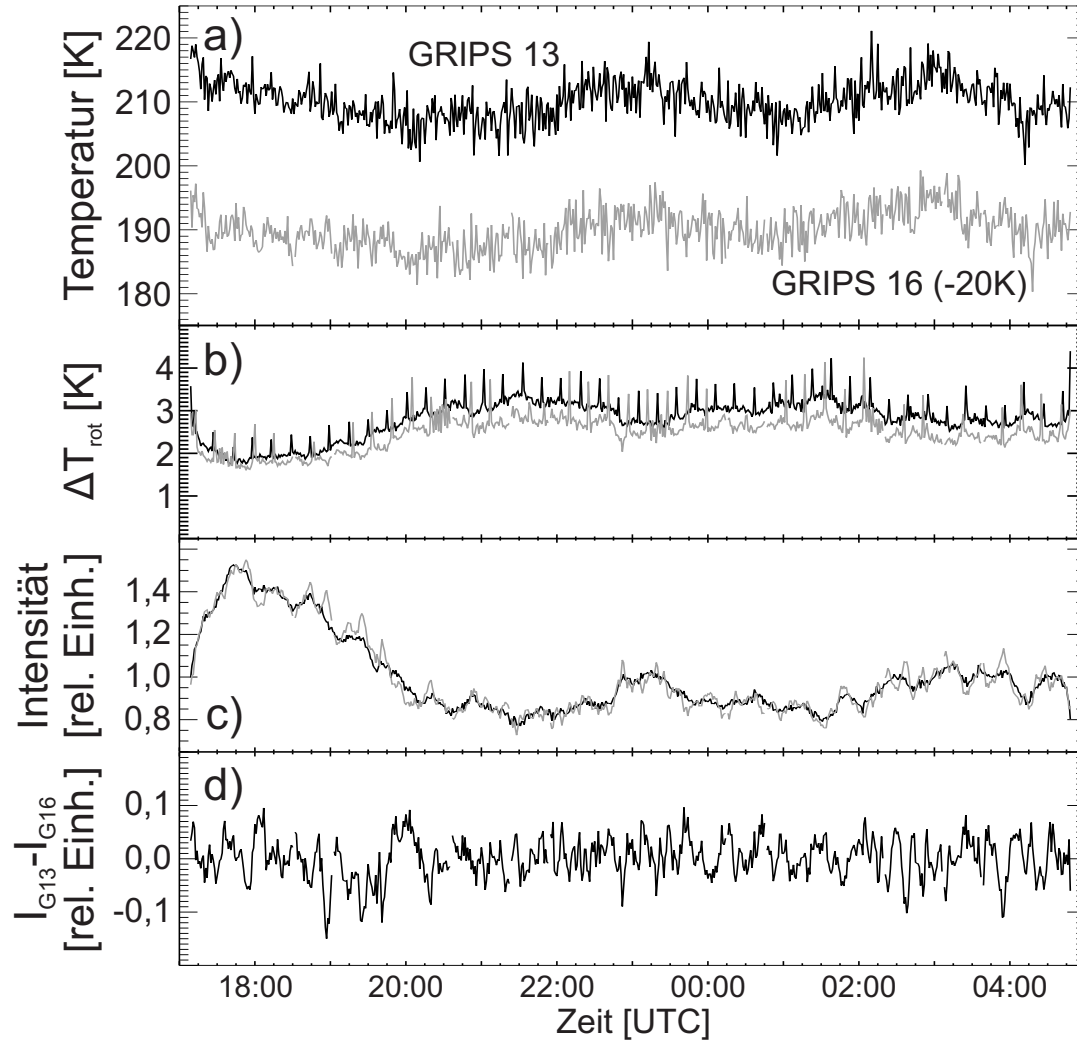


Abbildung 3.11: Parallelmessung von GRIPS 16 mit Parabolspiegel (grau, aus Darstellungsgründen um 20 K verschoben) und GRIPS 13 ohne Spiegel (schwarz) vom 11.2. auf den 12.2.2014. Hochfrequente Variationen im Bereich von wenigen Minuten weisen in den Beobachtungen mit kleinerem Gesichtsfeld deutlich größere Amplituden auf (s. Teilbild c)).

schoben. Jedenfalls lassen sich im Rahmen der in 3.11 b) dargestellten Messgenauigkeit keine Unterschiede im Periodenbereich weniger Minuten erkennen. Die periodischen Ausschläge in der Messunsicherheit sind auf die weiter unten beschriebene Berechnungsmethode der dargestellten Minutenmittelwerte zurückführen: etwa alle 15 Minuten tragen wegen der Dunkelstrommessungen weniger Spektren zu den Mittelwerten bei. Die mittlere Unsicherheit beträgt $\pm 2,6$ K bei GRIPS 16 und $\pm 2,9$ K bei GRIPS 13. Dabei ist die ursprüngliche Zeitauflösung des GRIPS 13 dreimal so hoch wie die von GRIPS 16. Nach der Anpassung an dieselbe zeitliche Auflösung zeigt sich, dass das Signal-zu-Rausch-Verhältnis des GRIPS 16 trotz der kleineren beobachteten Fläche mit dem des GRIPS 13 vergleichbar ist. In 3.11 c) lassen sich schließlich deutliche Unterschiede in den Beobachtungen der Intensitäten des OH(3-1)-P-Zweigs identifizieren. Die Beobachtungen mit GRIPS 13 wirken wie eine geglättete Version der Beobachtungen von GRIPS 16. Die kurzperiodischen Variationen weisen in den Messungen des GRIPS 16 deutlich höhere Amplituden auf. Zur Verdeutlichung ist in 3.11 d) die Differenz beider Messungen dargestellt. Die vergleichbare Messunsicherheit beider Instrumente deutet daraufhin, dass die darin beobachtete Variation tatsächlich auf kleinskalige Schwerewellen zurückzuführen und nicht rein zufällig ist. Diese Interpretation wird bestätigt durch die Aufnahmen eines neuen abbildenden Systems, das von der OH-Intensität Abbildungen mit einer horizontalen Auflösung von bis zu 200 m anfertigen kann und in dieser Nacht parallel zu den beiden Spektrometern betrieben wurde (s. Hannwald (2014)). Die Verwendung eines kleineren Gesichtsfelds für die Schwerewellenbeobachtung ist offenbar gerechtfertigt.

3.3 Dunkelstrom und Rauschen

Eine besondere Charakteristik bei InGaAs-Detektoren stellt der hohe Anteil des Dunkelstroms dar. Durch den Einsatz gekühlter Sensoren kann dieser erheblich verringert und vor allem stabilisiert werden. Obwohl auch mit flüssigem Stickstoff bis auf -196°C gekühlte InGaAs-Detektoren zur Verfügung stehen, sind diese trotz des geringeren Dunkelstroms wegen der Temperaturabhängigkeit der Bandkante nicht ohne weiteres für die Beobachtung des OH(3-1)-Übergangs geeignet (vgl. Abbildung 3.7). Die Empfindlichkeit des Sensors lässt dann bereits bei 1530 nm nach. In den GRIPS Instrumenten werden daher mit einer dreistufigen Peltier-Kühlung ausgestattete Detektoren eingesetzt. Die tiefste Sensortemperatur, die damit erreicht wird, beträgt etwa -90°C . In der Praxis hat sich gezeigt, dass Temperaturen von -70°C und darunter abhängig von der Umgebungstemperatur zumeist nicht ausreichend stabilisiert werden können. Eine Ausnahme bildet GRIPS 16, das versuchsweise mit einem leistungsstarken Industriewärmetauscher ausgestattet wurde, so dass hier auch Zieltemperaturen von -80°C realisiert werden können. Andererseits ist das Signal-zu-Rausch-Verhältnis bei Kühltemperaturen von -30°C für hochwertige OH-Messungen noch nicht gut genug, denn der

Rauschanteil im Signal skaliert gemäß Gl. (3.3) mit der Quadratwurzel der absoluten Höhe des Dunkelstroms. Abhängig von den Laborbedingungen werden die Sensoren daher in der Regel auf -40°C bzw. -60°C heruntergekühlt. Der tiefe Wert ist aufgrund des besseren Signal-zu-Rausch-Verhältnisses zu bevorzugen, kann aber nicht in allen Laboren dauerhaft erreicht werden. Am Standort des GRIPS 11 in Sizilien herrschen im Sommer regelmäßig über $+30^\circ\text{C}$, so dass dieses Instrument nur bei -40°C Sensortemperatur betrieben wird.

Da der Dunkelstrom selbst in diesen tiefgekühlten InGaAs-Photodioden das eigentliche OH-Signal um etwa ein bis zwei Größenordnungen übertrifft, ist eine präzise Korrektur des gemessenen Signals erforderlich, um einen genauen Wert für die Rotationstemperatur aus den gemessenen Spektren bestimmen zu können. Die Höhe der Dunkelströme steht dabei in engem Zusammenhang mit dem Signal-zu-Rausch-Verhältnis und der optimalen Belichtungszeit für die Aufnahme eines OH-Spektrums.

Die möglichen Belichtungszeiten wurden zunächst anhand realer Messungen während Nächten mit niedrigen bis mittleren OH-Intensitäten eingegrenzt. Bei etwa 90 bis 120 Sekunden Belichtungszeit erreichen die ersten Pixel aufgrund des Dunkelstroms ihre Sättigungsladung. Bei kürzeren Belichtungszeiten unterhalb von etwa 10 Sekunden sind die Spektren in vielen Nächten so stark verrauscht, dass sich das OH-Signal nicht mehr mit ausreichender Genauigkeit aus den Messungen extrahieren lässt. Bei der Bestimmung der optimalen Belichtungszeit gilt es zu beachten, dass das Signal-zu-Rausch-Verhältnis nicht linear mit der Belichtungszeit skaliert. Das Gesamttrauschen R der Messung setzt sich aus den drei Hauptanteilen Ausleserauschen der Detektorzeile R_A , Schrotrauschen (engl.: *shot noise*) des Dunkelstroms R_D und Schrotrauschen des Signals R_S zusammen und wird dominiert von R_D :

$$R = \sqrt{R_A^2 + R_D^2 + R_S^2} . \quad (3.3)$$

Im Gegensatz zum Ausleserauschen R_A , das eine detektorspezifische konstante Größe ist, handelt es sich bei R_D und R_S um statistische Größen, die proportional zur Quadratwurzel aus den absoluten Größen des Dunkelstroms bzw. des Signals sind. Bei längeren Belichtungszeiten steigt also auch der absolute Rauschanteil im Signal. Letztlich lässt sich das Signal-zu-Rausch-Verhältnis bei einer Verdreifachung der Belichtungszeit lediglich knapp verdoppeln ($\propto \sqrt{3}$). Als bester Kompromiss zwischen hoher Zeitauflösung und geringer Messunsicherheit wurde für typische Bedingungen ein Wert von 15 Sekunden bestimmt. Sollte zu Zeiten geringer OH-Intensität das Signal-zu-Rausch-Verhältnis für anspruchsvolle Analysen nicht ausreichen, kann es durch die Mittelung mehrerer Spektren verbessert werden.

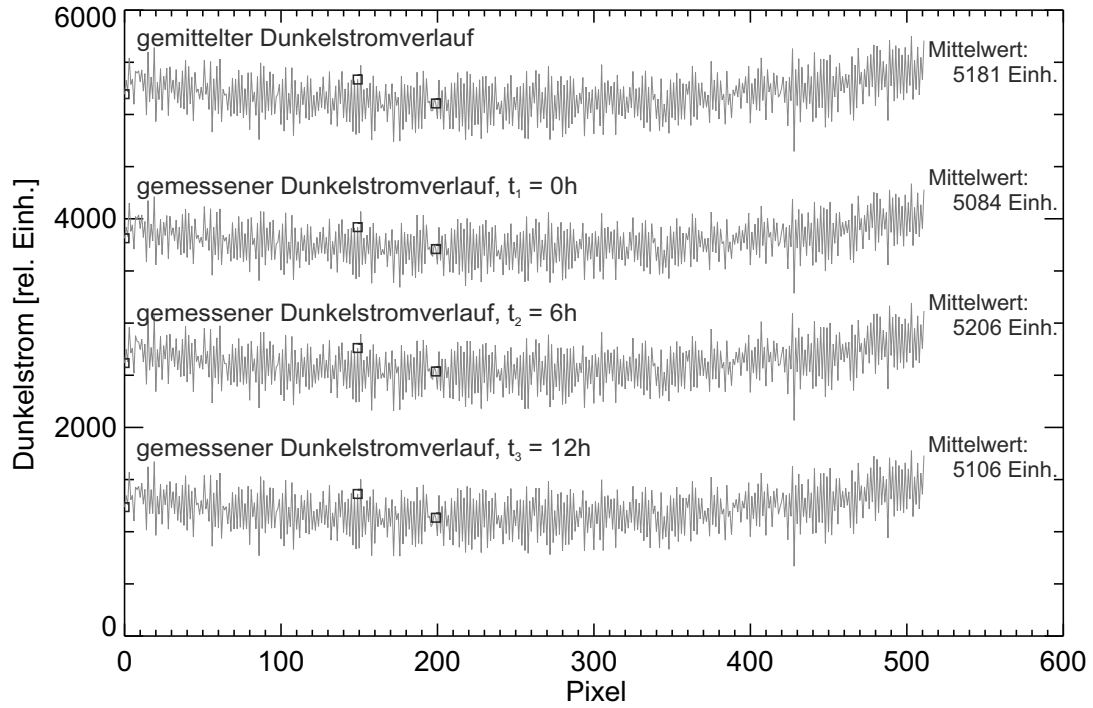


Abbildung 3.12: Dunkelstromverlauf über die Detektorzeile von GRIPS 6; das gemittelte Spektrum (oben) wurde aus 112 Einzelmessungen bestimmt. Die drei im Abstand von sechs Stunden aufgezeichneten Einzelmessungen zeigen, dass sich der Verlauf kaum ändert; sie wurden zur besseren Darstellung um jeweils 1100 Einheiten verschoben. Offenbar unterscheiden sich die Verläufe nur wenig und lassen sich durch den mittleren Verlauf darstellen. Der detaillierte zeitliche Verlauf der durch die Quadrate gekennzeichneten Pixel 1, 150 und 200 ist in Abbildung 3.13 dargestellt.

Dunkelstromkorrektur

Bevor der Dunkelstrom S_D aus den Beobachtungsdaten korrekt entfernt werden kann, muss er zunächst möglichst präzise bestimmt werden. Dazu kann eine Messung bei geschlossenem Filterrad durchgeführt werden. Allerdings enthält auch diese Dunkelstrommessung einen nicht unerheblichen Rauschanteil. Werden die Messungen einfach voneinander abgezogen, vergrößert sich der Rauschanteil entsprechend um den Faktor $\sqrt{2}$, also etwa 40%. Dies ist bei den ohnehin niedrigen OH-Signalstärken nicht tolerabel. Abbildung 3.12 zeigt den mittleren Dunkelstromverlauf einer Nacht, zusammen mit drei Einzelmessungen, die im Abstand von sechs Stunden aufgezeichnet wurden. Offenbar sind die relativen Unterschiede der Dunkelstromniveaus zwischen einzelnen Pixeln nahezu konstant, so dass sie sich aus der Mittelung vieler Messungen bestimmen lassen. Es reicht jedoch ebenfalls nicht, diesen mittleren Dunkelstromverlauf von den Beobachtungen zu subtrahieren, denn das absolute Niveau der Dunkelströme kann sich im Verlauf

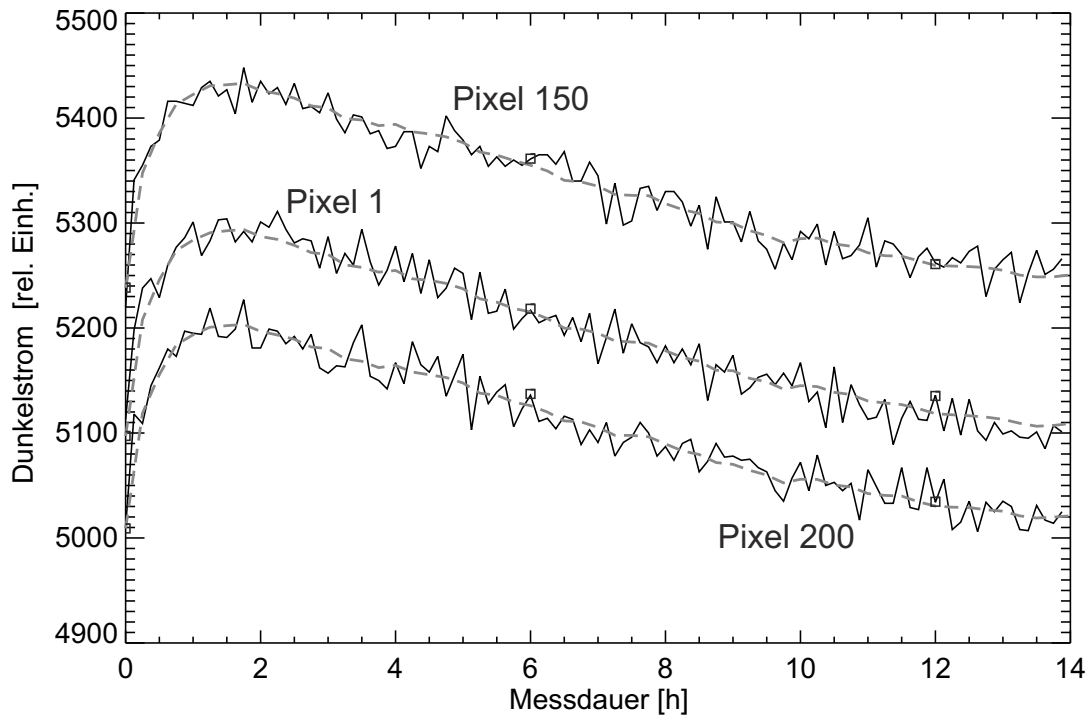


Abbildung 3.13: Entwicklung des Dunkelstroms von GRIPS 6 im Verlauf einer Nacht. Der schwarze Verlauf entspricht den einzelnen Messungen, die gestrichelte Linie gibt den wahrscheinlichen Verlauf des Dunkelstroms wieder, wie er mit dem im Text beschriebenen Verfahren ermittelt wurde. Die Quadrate markieren dieselben Werte, die auch in Abbildung 3.12 dargestellt sind. Im Gegensatz zu den verrauschten Messungen verlaufen die gestrichelten Linien deutlich parallel, ihr relatives Verhältnis schwankt im Verlauf der Nacht um weniger als 1%.

der Nacht signifikant ändern (s. Abbildung 3.13). Offenbar steigen die Dunkelströme nach der nominellen Stabilisierung der Sensortemperatur und dem Beginn der Messungen schnell wieder an. Dies lässt sich auf eine Erwärmung des Instruments zurückführen, denn die Abwärme der Peltierkühler kann nicht vollständig abgeführt werden. Während das Labor dann in der Nacht langsam auskühlt, fallen die Dunkelströme wieder. Aufgrund dieser Tatsache ist der Messraum bei Umbauarbeiten zu einem späteren Zeitpunkt mit einer leistungsstarken Klimaanlage ausgestattet worden. Abbildung 3.14 zeigt den entsprechenden Verlauf einer vergleichbaren Nacht im klimatisierten Messraum. Das mittlere Dunkelstromniveau liegt deutlich niedriger und es gibt keinen vergleichbaren langsamen Abfall der Dunkelströme im Verlauf der Nacht. Vielmehr lassen sich an den regelmäßigen Schwankungen die Kühlzyklen der Klimaanlage ablesen. Folglich lässt sich der Dunkelstromverlauf entlang der Sensorzeile nicht durch einen einzigen gemittelten Verlauf darstellen. Er kann auch nicht anhand der Sensortemperatur prognostiziert werden, die ja während der gesamten Nacht auf einen konstanten Wert

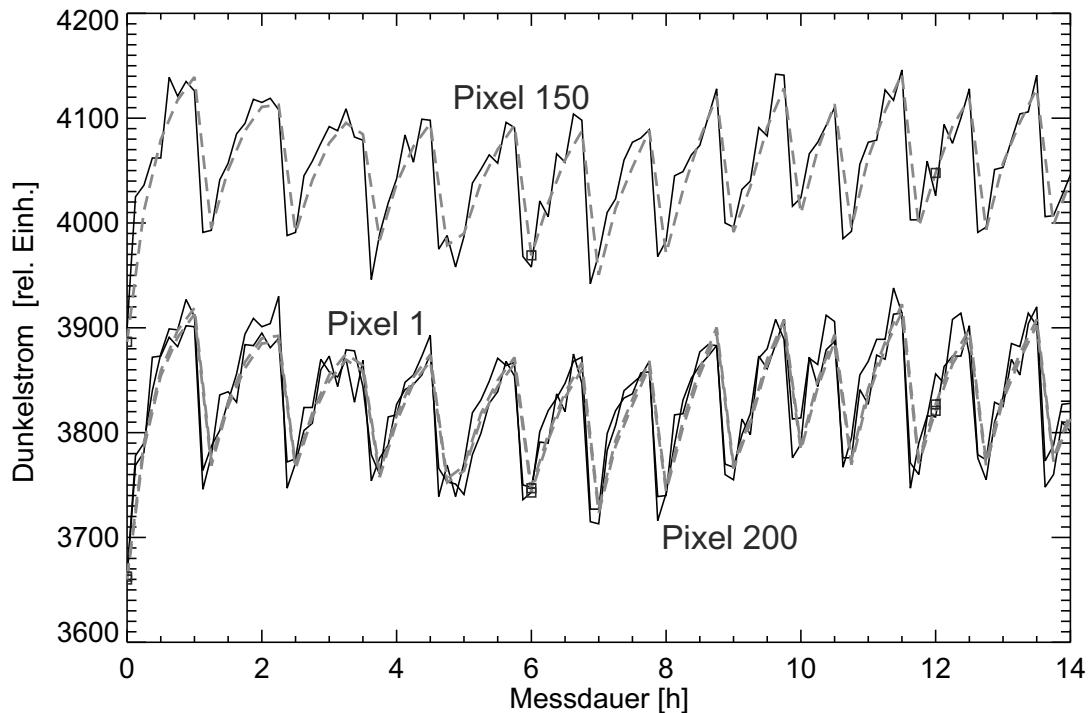


Abbildung 3.14: Wie Abbildung 3.13 jedoch für die Bedingungen in einem auf 19°C klimatisierten Labor. Die Schaltzyklen der Klimaanlage spiegeln sich deutlich im Dunkelstromverlauf wieder. Anders als im unklimatisierten Fall gibt es nur einen geringen Anstieg der Dunkelströme zu Beginn und keinen langsamen Abfall im Verlauf der Nacht. Außerdem liegt das Gesamtniveau der Dunkelströme im Mittel deutlich niedriger.

geregelt wird. Eine Abweichung der Sensortemperatur vom Sollwert kann ausgeschlossen werden. Sobald eine einmal stabilisierte Temperatur aufgrund äußerer Bedingungen nicht mehr gehalten werden kann, wird das Messprogramm abgebrochen, um eine Beschädigung des Instruments durch die dann konstant hohen Regelströme der Peltierkühler zu vermeiden. Solche Messabbrüche finden sich in den Daten einiger Sommernächte des GRIPS 11 auf Sizilien. Dort kann die Labortemperatur im Sommer wegen einer unzuverlässigen Klimatisierung bis zu +40°C erreichen.

Zur Korrektur der Daten wird also für jede Nacht zunächst der mittlere Dunkelstromverlauf entlang des Sensors aus vielen Einzelmessungen bestimmt (vgl. Verlauf in Abbildung 3.12). Sein absolutes Niveau wird dann entsprechend der Werte, die sich aus den einzelnen Messungen ergeben, für jeden Zeitpunkt angepasst. Für eine gute Abschätzung des Dunkelstroms wird die OH-Messung daher regelmäßig unterbrochen. Um die Unterbrechung der OH-Messung auf ein notwendiges Maß zu beschränken, werden nur alle 15 Minuten 2 Dunkelstrommessungen durchgeführt. Dadurch werden knapp 97% der zur Verfügung stehenden

Beobachtungszeit für die eigentliche OH-Messung verwendet. Je nach Jahreszeit stehen dann mit 50 bis 120 Dunkelstrommessungen ausreichend Werte zur Verfügung, um den Verlauf während einer Nacht präzise abschätzen zu können.

Dazu wird für jeden Zeitpunkt und jeden Pixel der Dunkelstromwert aus dem angepassten mittleren Verlauf linear interpoliert. Durch die regelmäßige Unterbrechung und die anschließende Interpolation besteht die Gefahr Artefakte in die Daten einzuführen. So könnte beispielsweise alle 15 Minuten eine Art Stufe im Verlauf der Zeitreihe erzeugt werden. Durch die Verwendung des mittleren Dunkelstromverlaufs (und der Niveaue Anpassung) wird dies im Gegensatz zu anderen Ansätzen, wie der Subtraktion des jeweils nächstgelegenen gemessenen Dunkelstromspektrums oder komplexeren Interpolationsmethoden, allerdings vermieden. Es ergibt sich der in den Abbildungen 3.13 und 3.14 als grau gestrichelte Kurven dargestellte Dunkelstromverlauf. Da dieses Vorgehen sowohl den Dunkelstromverlauf entlang des Sensors als auch dessen zeitliche Änderung berücksichtigt, ist das Verfahren unempfindlich gegenüber Ausreißern bei einzelnen Messungen bzw. Pixeln. So nimmt der einzelne hohe Dunkelstromwert von Pixel 200 bei $t=3,5$ h in Abbildung 3.13 so gut wie keinen Einfluss auf den berechneten Verlauf. Das beschriebene Vorgehen ist damit anderen Verfahren, z.B. der Verwendung eines gleitenden Mittels, überlegen. Die Abbildungen 3.15 und 3.16 zeigen für die beiden Nächte der in den Abbildungen 3.13 und 3.14 dargestellten Dunkelstromverläufe die zugehörigen Rotationstemperaturen und den Verlauf von zwei der drei Linienintensitäten, die zur Berechnung der Rotationstemperatur beitragen. Die senkrechten Linien geben die Zeitpunkte der Dunkelstrommessungen an. Obwohl die Daten eine hohe Variabilität auch auf den Zeitskalen der Abstände der Dunkelstrommessungen aufweisen, lässt sich bei einer detaillierten Analyse in beiden Situationen kein Zusammenhang zwischen den OH-Messungen und der Dunkelstromkorrektur nachweisen.

Für die regelmäßigen Dunkelstrommessungen wird ein funktionsfähiges Filterrad benötigt. Obwohl die Filterräder robust konstruiert sind, weisen die ersten Modelle (FW102B der Firma Thorlabs) nach ein bis zwei Jahren Dauerbetrieb erste Verschleißerscheinungen auf, die sich darin äußern, dass nicht mehr korrekt zwischen den einzelnen Positionen gewechselt werden kann. Dadurch kommt es zu unregelmäßigen Messausfällen. Inzwischen wurden die entsprechenden Filterräder durch das robustere Nachfolgemodell FW102C ausgetauscht, bei denen noch keine Verschleißerscheinungen beobachtet werden konnten. Um bei einem Ausfall des Filterrads eine große Unterbrechung der langfristigen OH-Zeitreihe zu vermeiden, wurde eine Methode entwickelt, die es erlaubt, in einem Notbetrieb auch ohne regelmäßige Dunkelstrommessungen während einer Nacht OH-Messungen durchzuführen. Dazu muss das Instrument bereits ein bis zwei Stunden vor Beginn der Nacht eingeschaltet und betrieben werden. Dieser Zeitraum deckt die anfänglichen starken Änderungen des Dunkelstroms ab (vgl. Abbildung 3.13). Zu Beginn der Nacht wird dann manuell die Eintrittsöffnung verdunkelt, eine einzige Dunkelstrommessung durchgeführt und dann die eigentliche Messung gestartet.

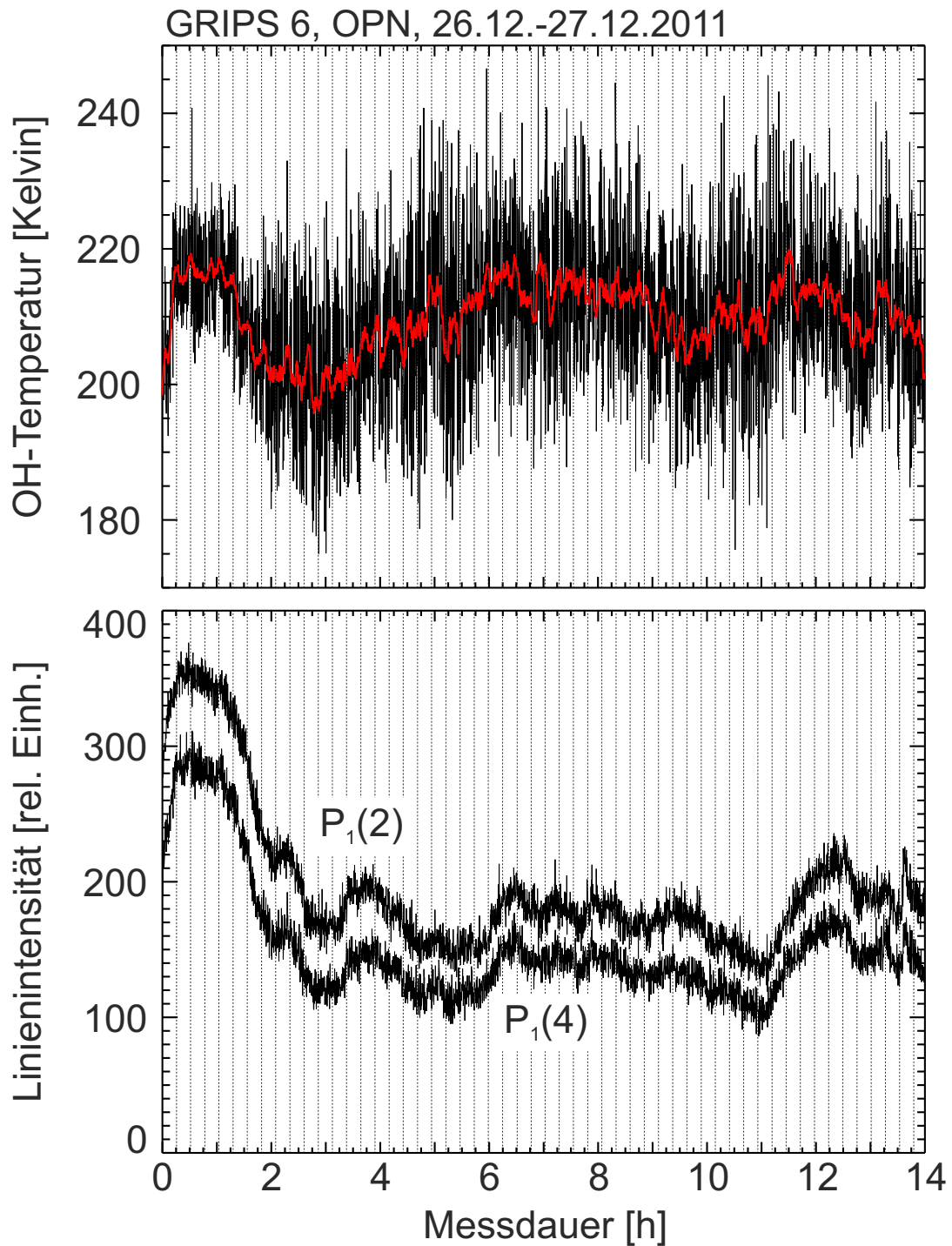


Abbildung 3.15: Zum in Abbildung 3.13 dargestellten Dunkelstromverlauf gehörige OH-Messung. Das obere Bild zeigt die Rotationstemperaturen, dabei stellt der rote Verlauf für die bessere Übersicht ein gleitendes Mittel über 3 Minuten dar. Im unteren Bild sind die zugehörigen Intensitätsverläufe zweier OH-Linien gezeigt; die Einheiten sind mit denen in Abbildung 3.13 vergleichbar. Die vertikalen Linien geben die Zeitpunkte der Dunkelstrommessungen wieder. Es lassen sich in den eigentlichen OH-Beobachtungen keine residuellen Artefakte nachweisen, die sich auf die regelmäßigen Unterbrechungen oder das Korrekturverfahren zurückführen ließen.

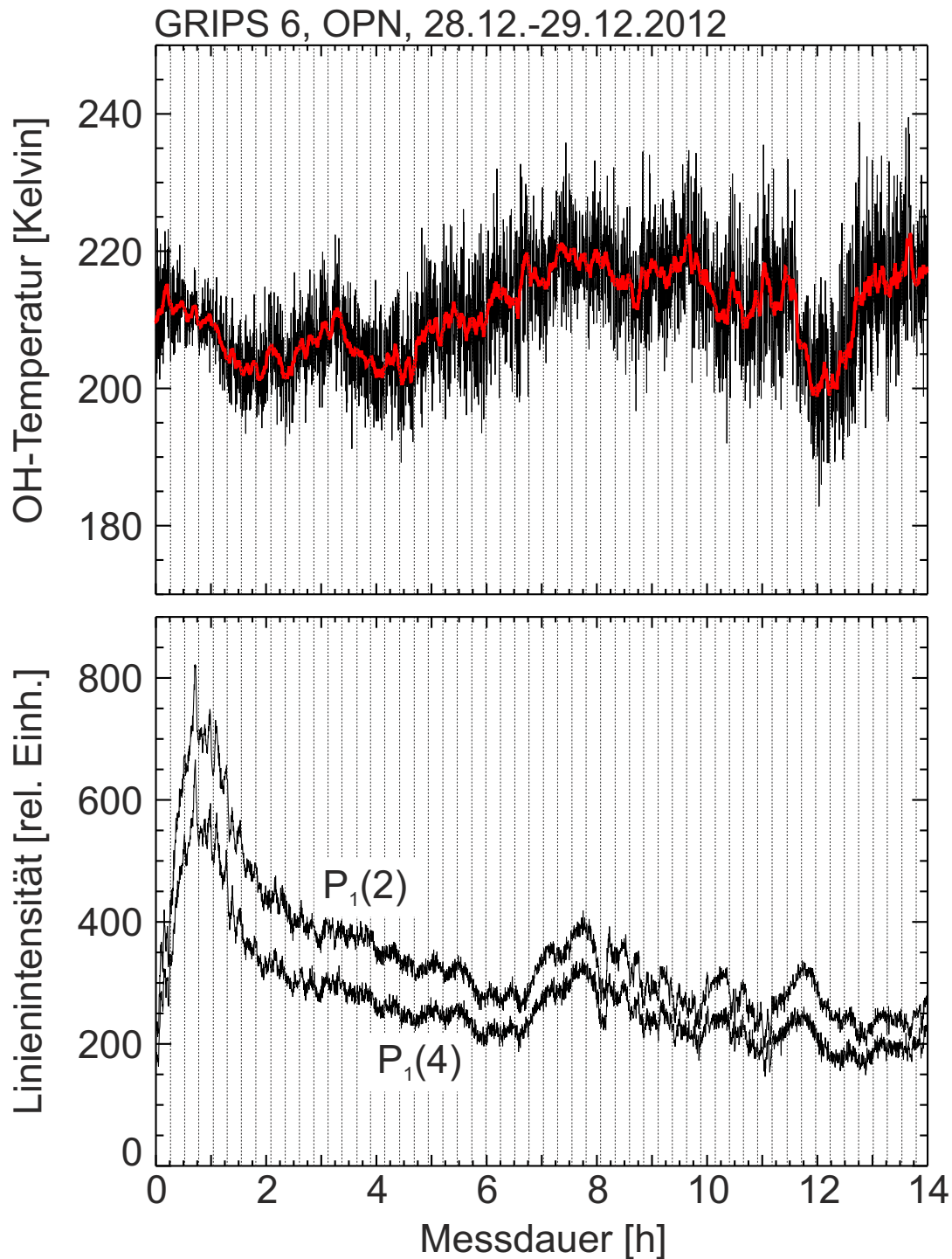


Abbildung 3.16: Wie Abbildung 3.15 für eine Messnacht im klimatisierten Messraum. Eine genaue Überprüfung ergibt auch in diesem Fall, dass weder eine Korrelation des Signals mit den Dunkelstrommessungen noch mit den Schaltzyklen der Klimaanlage besteht. Im Gegensatz zu der in Abbildung 3.15 gezeigten Nacht sind die OH-Intensitäten in diesem Fall deutlich höher und die Streuung der Messwerte entsprechend geringer. Dies hat jedoch nichts mit der Klimatisierung des Messraums zu tun, sondern spiegelt die natürliche Schwankungsbreite der OH-Intensitäten wieder.

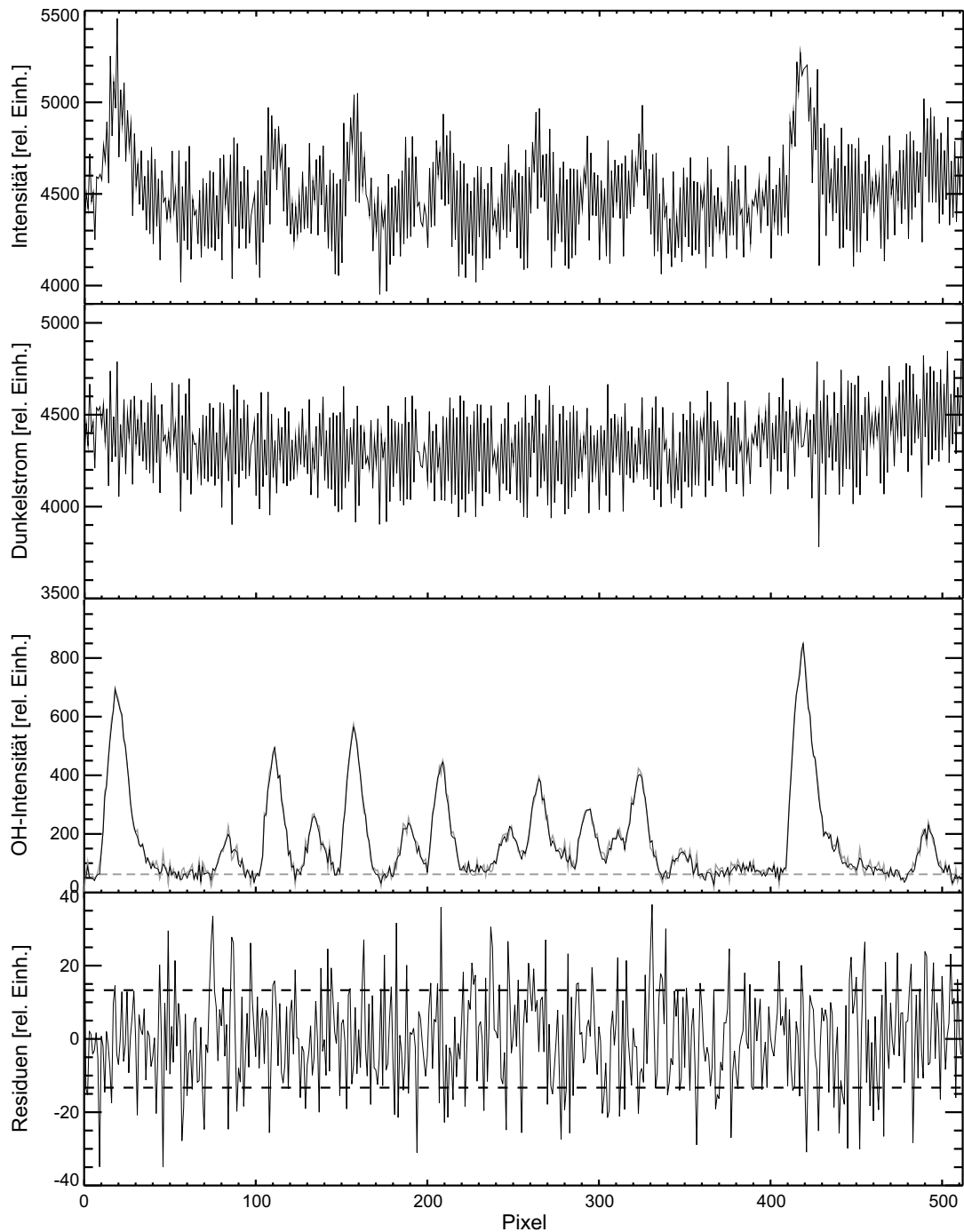


Abbildung 3.17: Zerlegung eines Rohspektrums (oberes Teilbild) in Dunkelstromanteil (zweites Teilbild von oben) und OH-Spektrum (drittes Teilbild von oben). Die im dritten Teilbild verglichenen OH-Spektren wurden einmal aus der erläuterten Dunkelstromkorrektur (schwarz) und einmal aus einer einfachen Subtraktion eines direkt im Anschluss gemessenen Dunkelstromspektrums (grau) ermittelt. Die horizontale Linie deutet einen konstanten Untergrund von etwa 60 Intensitätseinheiten an. Die Verwendung des Korrekturverfahrens verbessert das Signal-zu-Rausch-Verhältnis gegenüber der einfachen Subtraktion um etwa 14 Intensitätseinheiten bzw. 3% - wie aus den im unteren Teilbild dargestellten Residuen der beiden Spektren hervorgeht (gestrichelte Linien: Standardabweichung).

Die langsame Änderung des Dunkelstroms während der Nacht muss dann aus den OH-Spektren abgeleitet werden. Da das hierzu eingesetzte Verfahren im Gegensatz zum regulären Betrieb mit größeren Unsicherheiten behaftet ist, müssen die betreffenden Nächte für potentielle spätere Reanalysen entsprechend gekennzeichnet werden.

Eine derartige Überprüfung der OH-Spektren auf fehlerfreie Dunkelstromkorrektur erfolgt auch im regulären Messbetrieb. Denn es kann nie ausgeschlossen werden, dass es neben dem Dunkelstrom und den OH-Linien noch eine gewisse Resthelligkeit aufgrund anderer Strahlungsquellen am Nachthimmel gibt. Solange dieser Untergrund nicht zu stark ist und er dementsprechend noch keinen signifikanten spektralen Gang aufweist (vgl. Kapitel 2.5), kann er aus den OH-Spektren herausgerechnet werden. Dazu wird die gemessene Intensität an jenen Positionen im Spektrum ausgelesen, an denen sich keine OH-Linien befinden. Aufgrund der begrenzten spektralen Auflösung kommen dafür nur sechs Wellenlängenbereiche infrage: bei etwa 1502 nm, 1515 nm, 1536 nm, 1548 nm, 1574 nm und 1596 nm (vgl. Abbildung 2.7). Während im regulären Messbetrieb auf diese Weise zwischen dem Dunkelstrom und einer potentiellen Resthelligkeit des Nachthimmels unterschieden werden kann, ermöglicht dieses Vorgehen auch im beschriebenen Notbetrieb eine Dunkelstromkorrektur. In diesem Fall kann jedoch nicht zwischen einer Änderung des Dunkelstroms und der Resthelligkeit am Nachthimmel unterschieden werden.

Abbildung 3.17 demonstriert den vollständigen Prozess der Dunkelstromkorrektur an einem einzelnen Spektrum. Im oberen Teilbild sind die Rohdaten, bestehend aus OH-Spektrum und Dunkelstrom, dargestellt, im Teilbild darunter der zugehörige Dunkelstromverlauf, wie er aus dem beschriebenen Verfahren gewonnen wurde. Das dritte Teilbild zeigt das auf diese Weise gewonnene OH-Spektrum (schwarz) im Vergleich mit dem Spektrum, das sich ergibt, wenn lediglich eine zeitnahe Dunkelstrommessung von den Rohdaten abgezogen würde (grau). Die gestrichelte horizontale Linie deutet den Verlauf der finalen Korrektur an, die sich aus der Überprüfung der Intensitäten an den erwähnten spektralen Positionen ergibt. Offensichtlich gibt es in diesem Spektrum einen konstanten Untergrund von etwa 60 Intensitätseinheiten. Das unterste Teilbild schließlich zeigt die Residuen der Subtraktion beider Spektren des vorigen Teilbilds. Die Verwendung des gemittelten Dunkelstromverlaufs reduziert das Rauschen im Spektrum um etwa 14 Einheiten. Dies entspricht einer Verbesserung des gesamten Signal-zu-Rausch-Verhältnisses von etwa 3%.

3.4 Reguläres Beobachtungsprogramm

Für die Instrumente wurde ein standardisiertes Messprogramm entwickelt, das den Einsatz der Instrumente an den unterschiedlichsten Standorten erlaubt. Die Ansteuerung der Instrumente erfolgt dabei über die Entwicklungsumgebung

LabVIEW der Firma National Instruments. Neben den eigentlichen Messdaten werden beim Betrieb der Instrumente auch Metadaten erfasst, die Informationen über den Zustand des Instruments liefern (z.B. die Labortemperatur). Bei diesem Betriebs- und Messschema handelt es sich um einen Kompromiss zwischen den drei verschiedenen Anforderungen hoher zeitlicher Auflösung bei gleichzeitig hoher Datenqualität sowie einem zuverlässigem Messbetrieb in möglichst vielen Nächten. Diesem Schema liegen die folgenden Überlegungen zugrunde.

Im Hinblick auf eine möglichst hohe zeitliche Auflösung ist es erforderlich, Unterbrechungen der eigentlichen Messung auf ein Minimum zu beschränken. Diese sind aber für die regelmäßigen Dunkelstrommessungen und den unumgänglichen Speichervorgang erforderlich. Das Auslesen und anschließende Abspeichern eines Spektrums mit zugehörigem Zeitstempel kann bis zu einer halben Sekunde in Anspruch nehmen. Bei einer zeitlichen Auflösung von 10 Sekunden entspricht dies bereits einem Anteil von 5 Prozent der eigentlichen Messzeit für ein Spektrum. Es empfiehlt sich also nicht, jedes Spektrum einzeln abzuspeichern. Die für den Speichervorgang benötigte Zeit steigt jedoch nur unwesentlich an, wenn mehrere Spektren auf einmal abgespeichert werden. Deswegen wird eine gewisse Anzahl von Spektren in einem Block gemessen. Da die OH-Messungen für die Dunkelstromerfassung unterbrochen werden müssen, bietet es sich an, den Speichervorgang mit letzterer zu kombinieren. Durch die Speicherung in mehreren einzelnen Dateien wird zudem sichergestellt, dass im Falle einer Betriebsstörung möglichst viele Daten gesichert sind. Falls es im Laufe der Nacht zu einer solchen Betriebsstörung aufgrund eines Bedienungsfehlers oder eines Stromausfalls kommt, ist dann lediglich die aktuell geöffnete Datei beschädigt, während der Rest der Messungen erhalten bleibt. Solche Stromausfälle stellen trotz des Einsatzes von unterbrechungsfreien Spannungsversorgungen an mehreren Standorten eine gewisse Herausforderung dar. Zu diesen Standorten zählen insbesondere jene Orte, die gleichzeitig sog. Netzendpunkte des öffentlichen Versorgungsnetzes sind, deren Netzspannung damit weniger stabil ist. Davon betroffen sind das Astrophysikalische Observatorium in Abastumani, Georgien, das Arctic Lidar Observatory for Middle Atmosphere Research (ALOMAR) in Andenes, Norwegen, aber auch die Umweltforschungsstation Schneefernerhaus (UFS) auf der Zugspitze. Alle Instrumente sind daher so eingerichtet, dass sie bei Wiederherstellung der Netzspannung nach einer unerwarteten Unterbrechung selbsttätig den Betrieb wieder aufnehmen.

Das reguläre Beobachtungsprogramm eines Tages ist dabei wie folgt organisiert. Zunächst wird der Steuerrechner kurz nach der lokalen Mittagszeit durch Wiederherstellung der Spannungsversorgung über eine Zeitschaltuhr gestartet. Nach Hochfahren des Betriebssystems wird automatisch das Messprogramm gestartet. Dieses prüft minütlich anhand der lokalen geographischen Koordinaten und der Systemzeit, die über Zeitserver, z.B. der Physikalisch Technischen Bundesanstalt (PTB), auf die koordinierte Weltzeit (UTC) synchronisiert werden, den aktuellen Sonnenstand. Über ein Relay wird gleichzeitig das Filterrad eingeschalt-

tet, dessen Position geprüft und gegebenenfalls auf die Tagstellung (geschlossen) gefahren wird. Vor dem Filterradd befindet sich eine einfache Blende, die mit einer Photozelle ausgestattet ist und mittels einer simplen elektronischen Schaltung bei hoher Umgebungshelligkeit den Eintrittsspalt des Instruments zusätzlich abdeckt. Sollten die Berechnungen des Sonnenstands falsch sein oder das Filterradd sich nicht in die geforderte Position bewegen, ist auf diese Weise sichergestellt, dass die Instrumente durch Sonneneinstrahlung nicht beschädigt werden. Dies ist insbesondere für die mit Zenitwinkeln von 45° (zeitweise bis 61°) exakt nach Süden ausgerichteten Instrumente GRIPS 8 und GRIPS 7 auf der UFS wichtig, die täglich mehrere Stunden direkter Sonneneinstrahlung ausgesetzt sind.

Parallel dazu startet die Erfassung von Metadaten, in erster Linie der Temperatur, die je nach Instrument über bis zu vier einfache PT100-Widerstandsthermometer in Zweipunktschaltung alle vier Sekunden protokolliert wird. Je nach konkretem Aufbau befinden sich diese an unterschiedlichen Positionen am Instrument bzw. im Labor; ein Sensor befindet sich jedoch immer am warmen Reservoir der Peltierkühler und erlaubt so eine unabhängige Kontrolle des Detektors bzw. seiner Kühlung. Gegebenenfalls werden zusätzlich auch irreguläre Betriebszustände des Filterrads, des Detektors oder Schaltfehler der Relays aufgezeichnet. Diese Metadaten werden gemeinsam mit den OH-Messungen jeden Tag in einem individuellen Ordner des unten beschriebenen Formats auf dem Rechner abgelegt (s. Tabelle 3.1 und Abbildung 3.19).

Sinkt die Sonne weiter als 4° unter den Horizont, ist die OH-Schicht in 87 km Höhe nur noch wenige Minuten dem Sonnenlicht ausgesetzt (dort Sonnenuntergang bei -10°), so dass nun über ein weiteres Relay der Detektor bereits eingeschaltet und eingekühlt werden kann. Obwohl es geringe saisonale und geographische Unterschiede bezüglich der Wahl des besten Schwellwerts für den Sonnenzenitwinkel gibt, hat sich der Wert von 4° bewährt. Er stellt sicher, dass zu Beginn der Nacht keine Messzeit verloren geht, allenfalls ist die OH-Schicht noch der Sonne ausgesetzt, nachdem sich die Sensortemperatur stabilisiert hat und die Messungen beginnen (üblicherweise 5 bis 15 Minuten nach Beginn des Einkühlvorgangs). In diesem Fall können in der Gegenwart des solaren Untergrunds noch keine OH-Linien detektiert werden. Bei Sonnenaufgang wird ebenso im Viertelstundenrhythmus vor jedem Messintervall der Sonnenzenitwinkel geprüft, so dass auch die letzten Messungen einer Nacht regelmäßig in die Dämmerungsphase fallen. An Stationen in mittleren Breiten wie Oberpfaffenhofen ($48,09^\circ\text{N}$) fallen so im Verlauf einer Nacht ca. 28 Dateien (7 h) im Sommer und 56 Dateien (14 h) im Winter an. In niedrigen Breiten (z.B. Tel Aviv, $32,1^\circ\text{N}$) sind es dagegen 35 bis 50 Dateien (9 h bis 12,5 h) und in hohen Breiten (z.B. ALOMAR, $69,3^\circ\text{N}$) bis zu 80 Dateien (20 h) im Winter, während zwischen Anfang Mai und Mitte August gar keine Messungen stattfinden können.

Zur Erhöhung der Zuverlässigkeit wird während der eigentlichen Messung auf alle noch nicht benötigten Verarbeitungsschritte verzichtet. Dazu zählen die Subtraktion des Dunkelstroms, die Invertierung der Spektren, die beim Ausle-

sen zunächst von hohen zu niedrigen Wellenlängen geordnet sind, aber auch die Angabe eines expliziten Zeitstempels für jedes Spektrum (s.a. Abbildung 3.18 e) und f)). Pro Datei werden lediglich drei Zeitstempel unmittelbar vor Beginn der OH-Messung bzw. der beiden Dunkelstrommessungen abgespeichert. Die expliziten Werte werden erst während der späteren Prozessierung im Nachhinein wieder erzeugt. Sie gelten dann für den zeitlichen Mittelpunkt einer einzelnen Belichtung.

Mit Anbruch der Dämmerung wird der Detektor kontrolliert auf Umgebungstemperatur erwärmt und ausgeschaltet. Parallel werden alle Dateien komprimiert und über ftp-, sftp- oder https-Protokoll an das WDC-RSAT übertragen, zusätzlich wird eine lokale Sicherheitskopie auf einem USB-Speichermedium abgelegt. Kurz vor der lokalen Mittagszeit wird der Rechner heruntergefahren. Für den Fall, dass im Programmablauf irgendwann eine Fehlfunktion aufgetreten ist, die sowohl das automatische Herunterfahren als auch einen Fernzugriff verhindert, wird die Spannungsversorgung zusätzlich von einer unabhängigen Zeitschaltuhr kontrolliert. Diese unterbricht innerhalb des Zeitraums, in dem der Rechner sowieso ausgeschaltet sein sollte, zusätzlich für einige Minuten die Spannungsversorgung, und gewährleistet so auch in den beschriebenen Problemfällen einen Neustart des Rechners, durch den der nächste Messzyklus eingeleitet wird.

3.5 Standardisierte Spektrenauswertung

Für die Vergleichbarkeit der mit unterschiedlichen Instrumenten gemessenen OH-Spektren ist es unerlässlich über ein Verfahren zu verfügen, das die Eingangsdatensätze aller Instrumente gleichermaßen verarbeiten kann. Denn obgleich alle in dieser Arbeit verwendeten Instrumente denselben Parameter adressieren, nämlich die Rotationstemperatur des P-Zweigs des OH(3-1)-Vibrationsübergangs, weisen die Rohdaten teilweise erhebliche Unterschiede auf. Sie sind neben der jeweils verwendeten Programme zur Steuerung der Instrumente nicht zuletzt auch auf die unterschiedlichen Instrumente selbst zurückzuführen. Zunächst gilt es, die unterschiedlichen Datenformate und individuellen Eigenheiten der Instrumente zu kennen und angemessen zu berücksichtigen, bevor mit der eigentlichen Auswertung begonnen werden kann.

Rohdatenformate

Nach ihrem Rohdatenformat lassen sich die Instrumente einteilen in den Typus GRIPS 1, den Typus GRIPS 3 und GRIPS 4 sowie den neuen Typus ab GRIPS 5. Hier muss berücksichtigt werden, dass zusätzlich für alle Typen außer GRIPS 1 unterschiedliche Messmodi existieren, die von einem standardisierten Verfahren zu verarbeiten sind. Abbildung 3.18 zeigt sechs derart gewonnene Rohspektren von fünf unterschiedlichen Instrumenten. Die Spektren a) und b) von GRIPS 1 enthalten keine Wellenlängeninformation und der Wellenlängenbereich aufeinander-

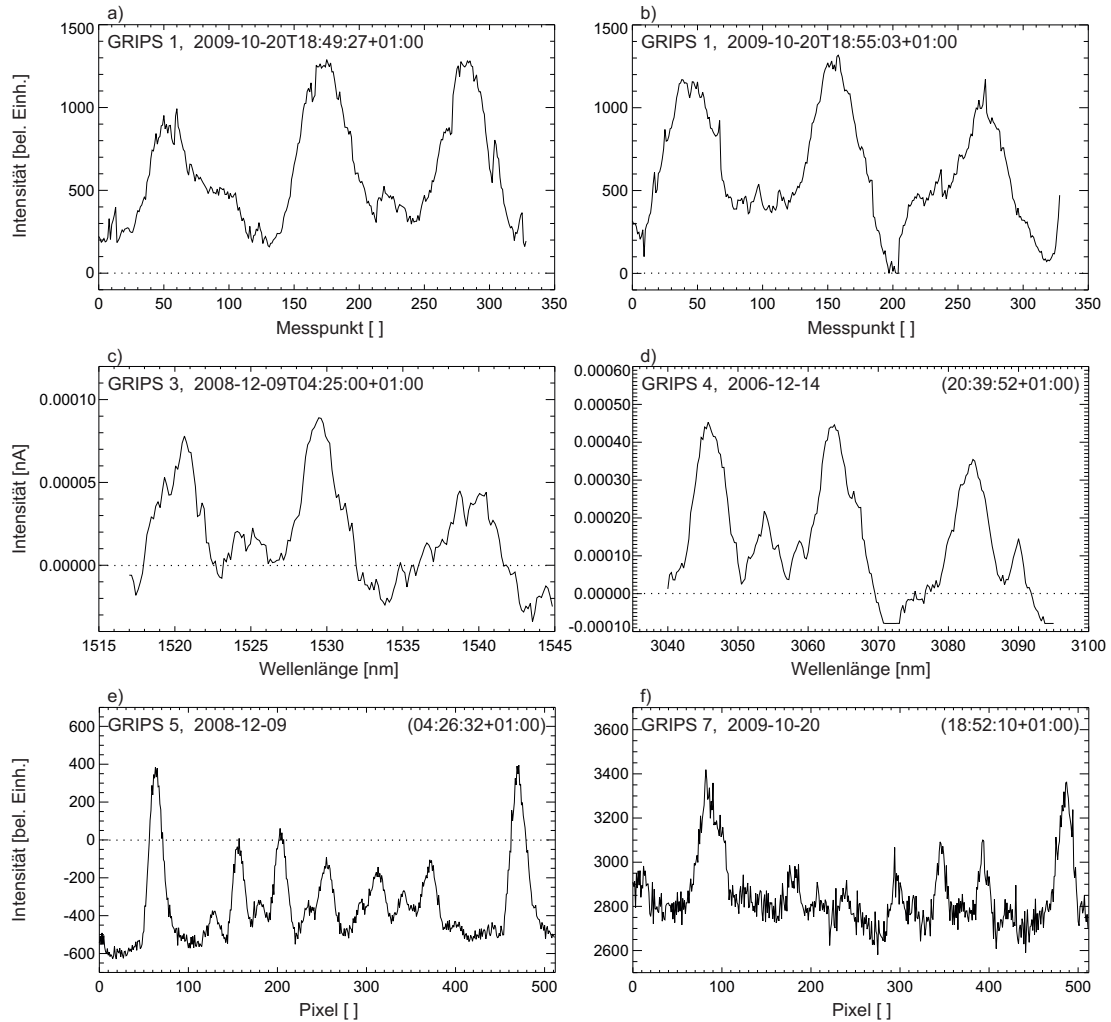


Abbildung 3.18: Mit den unterschiedlichen GRIPS Instrumenten aufgezeichnete Rohspektren, die vom Analyseverfahren verarbeitet werden müssen. Teilbilder a) und b) zeigen zwei unterschiedliche Rohspektren des GRIPS 1, Teilbilder c) und d) zeigen Spektren von GRIPS 3 und GRIPS 4 (nahezu baugleich). Teilbilder e) und f) zeigen Rohspektren von GRIPS 5 und GRIPS 7; dabei wurde e) mit dem in Kapitel 3.4 diskutierten Notbetrieb aufgezeichnet und f) im Normalbetrieb. Nähere Details sind im Text beschrieben.

derfolgender Spektren unterscheidet sich aufgrund des Getriebeispiels des verwendeten Schrittmotors, der das Gitter abwechselnd in die eine und dann in die andere Richtung dreht. Die Digitalisierung erfolgt in ganzzahligen Schritten von 0 bis 4095. Das Spektrum c) von GRIPS 3 liegt bereits mit einer Wellenlängeninformation vor, die nicht zwangsläufig korrekt ist und kontrolliert werden muss (hier um ca. 3 nm verschoben). Das Spektrum von GRIPS 4 in d) zeigt eine Messung in zweiter Beugungsordnung, deren Wellenlängenangabe entsprechend um den Faktor 2 zu hoch ist. Das Getriebeispiel übt bei beiden Instrumenten keinen großen Einfluss auf die Gitterposition aus, da die Ansteuerung auf andere Weise erfolgt. Die Intensitäten werden bei beiden Instrumenten in Nanoampere angegeben. Zu den Spektren e) und f) der neuen Spektrometer GRIPS 5 und GRIPS 7 werden keine Wellenlängeninformationen gespeichert. Im Normalfall f) erfolgt die Digitalisierung in ganzzahligen Werten von 0 bis 65535 (16 Bit). Bevor es zur Registrierung eines Signals in der kleinstmöglichen Digitalisierungsschrittweite (engl.: „count“) kommt, muss in der jeweiligen Photodiode eine gewisse Anzahl von Elektronen zum Photostrom beitragen. Dies ist ein detektorspezifischer Wert und dem Datenblatt des jeweiligen Detektors zu entnehmen, er liegt bei allen Systemen zwischen 80 und 90 Elektronen pro count. Zunächst sind damit nur positive Werte bei der Datenerfassung möglich. Die Sättigungsladung der einzelnen Photodioden wird jedoch bereits bei weniger als 60.000 counts erreicht. In der Praxis werden diese Werte bei 15 Sekunden Belichtungszeit jedoch nur in der Dämmerung bzw. bei direktem Mondlicht erreicht. Im Notbetrieb e) können auch negative Intensitäten auftreten, da ein erster Schätzer für den Dunkelstrom bereits subtrahiert wurde. Da die neuen Systeme automatisch einen großen Wellenlängenbereich von etwa 100 nm abdecken, werden sie so eingestellt, dass der für die Temperaturberechnung relevante OH(3-1)-P-Zweig nahe der Mitte des Sensors erfasst wird. Folglich werden außerdem noch der OH(3-1)-Q-Zweig sowie die OH(4-2)-Q- und R-Zweige aufgezeichnet. Weitere Einzelheiten der Datenformate, insbesondere der für diese Arbeit weniger relevanten Instrumente GRIPS 1 bis GRIPS 4, sind in Anhang 3.5 erläutert.

Da weder bei der Datenerfassung der GRIPS-Instrumente noch im NDMC eine einheitliche Regelung bezüglich des Datenformats existiert, wird für eine bessere Übersicht bei der Archivierung eine einheitliche und logische Struktur vorgegeben. Nach dem Eintreffen am WDC-RSAT werden die Daten daher in einer zusammen mit dem WDC-RSAT entwickelten hierarchischen Struktur zentral abgelegt. Diese erleichtert sowohl die automatische Prozessierung als auch das spätere Auffinden bestimmter Daten. Die oberste Ebene der Hierarchie lässt sich gemäß NDMC-Abkürzung eindeutig dem Standort zuordnen, also ABA für Abastumani, OPN für Oberpfaffenhofen usw.. Die nächste Ebene gibt den Instrumentennamen wieder, je nach betrachtetem Zeitraum kann dasselbe Instrument verschiedenen Stationen zugeordnet gewesen sein. So wurde das GRIPS 12 Instrument sowohl an den Stationen Palma de Mallorca (PAL, 13.9.2011 bis 10.1.2012) und Oberpfaffenhofen (OPN, 13.2.2012 bis 17.6.2012) als auch am Observatoire

GRIPS 5

```

.../2008/12/200812_0809/200812_0809_b.asc
.../200812_0809_s.asc
.../Grips5_Tue Dec 09 2008_08.00.38_2.sif
.../Tests/...
.../2008/12/200812_0910/200812_0910_b.asc
.../200812_0910_s.asc
.../Grips5_Wed Dec 10 2008_08.05.11_1.sif
.../2008/12/200812_1011/200812_1011_b.asc
.../...

```

```
...
.../2009/10/200910_1920/19.10.2009-18-46-54.dat
.../19.10.2009-19-02-30.dat
.../...
.../20.10.2009-06-58-27.dat
.../20091019.LOG
.../2009/10/200910_2021/20.10.2009-18-44-00.dat
.../20.10.2009-18-59-35.dat
.../...
.../21.10.2009-06-54-58.dat
.../20091020.LOG
```

```
...
.../2011/08/201108_0607/06.08.2011-19-12-52.dat
.../06.08.2011-19-28-28.dat
.../...
.../07.08.2011-03-30-44.dat
.../GRIPS_8_20110806_111418.log
.../laboratory.hkd
```

```

.../2011/09/201109_1314/13.09.2011-18-26-09.dat
.../13.09.2011-18-41-49.dat
.../...
.../14.09.2011-05-07-06.dat
.../GRIPS_12_20110913_155450.log
.../GRIPS_12_20110913_155450_laboratory.hkd
.../Tests/...

```

de Haute-Provence (OHP, seit 26.6.2012) betrieben. Dann folgt die Angabe des Prozessierungslevels: L0 für „Level 0“ bzw. Rohdaten, L1 für kalibrierte Spektren (nur Intensitäten) und L2 für abgeleitete Größen (Rotationstemperaturen). In der vorletzten Ebene folgt die Angabe des Datenprodukts (z.B. Nachtmittelwert, Minutenmittel oder hochaufgelöste Daten). In der letzten Ebene folgt die Angabe der Prozessierungsversion (z.B. v10 für Version 1.0). Bei späteren Reprozessierungen, z.B. geänderten Kalibrationsparametern wird entsprechend eine neue Versionsnummer vergeben.

Tabelle 3.1: Unterschiedliche Benennung der Rohdatenformate; man beachte den 31. September oder den 32. Dezember in den Dateinamen von GRIPS 1! Eine eindeutige Bezeichnung, die Abend und Morgen einer Nacht berücksichtigt, verhindert Verwechslungen. Das Steuerprogramm des GRIPS 1 wurde im Januar 2010 vom Deutschen Wetterdienst so überarbeitet, dass seit dem 1. Februar 2010 tatsächlich der Monatserste im Dateinamen erscheint.

Messbeginn	Bezeichnung	Instrument	Datei-/Ordnername
24.09.2009	200909_2425	GRIPS 1	d090925.bin
24.09.2009	200909_2425	GRIPS 3	200909_2425/*.*
24.09.2009	200909_2425	GRIPS 5	200909_2425/*.*
30.09.2009	200909_3001	GRIPS 1	d090931.bin
30.09.2009	200909_3001	GRIPS 3	200909_3001/*.*
30.09.2009	200909_3001	GRIPS 5	200909_3001/*.*
31.12.2009	200912_3101	GRIPS 1	d091232.bin (!)
31.12.2009	200912_3101	GRIPS 3	200912_3101/*.*
31.12.2009	200912_3101	GRIPS 5	200912_3101/*.*
31.01.2010	201001_3101	GRIPS 1	d100201.bin (!)
31.01.2010	201001_3101	GRIPS 3	201001_3101/*.*
31.01.2010	201001_3101	GRIPS 5	201001_3101/*.*

Im NDMC besteht keine einheitliche Regelung, die eine eindeutige Zuordnung einer Datei zu einer bestimmten Nacht lediglich anhand des Dateinamens zuließe. Daraus folgt bei Vergleichsstudien unterschiedlicher Instrumente die Gefahr von Verwechslungen. Während beispielsweise die Daten des GRIPS 1 mit dem Datumsstempel des Morgens einer nächtlichen Messung versehen sind, benennen die Betreiber des „Argentine Airglow Spectrometer“ aus El Leoncito, Argentinien die Daten mit dem Datum des Abends, an dem die Messung startet. Aus diesem Grund wurde zunächst eine eindeutige Benennung für eine Messnacht entwickelt. Diese besteht aus elf Zeichen, von denen die ersten vier das Jahr, und die nächsten beiden den Monat bezeichnen. Auf ein Trennzeichen „_“ folgen jeweils zweistellig das Datum des Abends (Messbeginn) und das Datum des Morgens (Messende) der jeweiligen Nacht. An den Monats- und Jahreswechseln gilt, das jeweils Jahr und Monat des Messbeginns zu spezifizieren sind, so dass sich von links nach rechts gelesen immer ein gültiges Datum ergibt (vgl. Beispiele in Tabelle 3.1). Da die meisten GRIPS-Instrumente in ihren regulären Messmodi mehrere Dateien pro Nacht abspeichern, werden außer für das GRIPS 1 alle Daten einer Nacht in einem Ordner mit diesem speziellen Datumsstempel abgespeichert. Per Definition endet eine Messnacht mit dem letzten aufgezeichneten Spektrum vor Sonnenaufgang. Alle Messungen, die tagsüber im Rahmen von Tests, Kalibrierungen oder Justierungen stattfinden, werden daher im Unterordner „Tests/“ unter der Datumsangabe der folgenden Nacht abgelegt.

Abbildung 3.19 zeigt Beispiele aus dem Aufbau und dem Inhalt der entwickelten Struktur. Nach der Standort-, Instrumenten- und Prozessierungslevelspezifikation folgen in der mittleren Hierarchie jeweils ein Ordner mit der Jahreszahl und ein Ordner zur Identifizierung des Monats. Im Fall des GRIPS 1 wurde auf weitere Unterordner verzichtet, da sich die Dateinamen seit Inbetriebnahme am Meteorologischen Observatorium Hohenpeißenberg im Jahr 2003 (fast) nicht verändert haben und jeweils nur eine Datei vorliegt. Bei allen anderen Instrumenten folgt gemäß den hier beschriebenen Regeln ein Ordner, der alle zu einer bestimmten Nacht gehörenden Dateien enthält. Die Dateien mit der Endung „.log“ bzw. „.hkd“ enthalten die oben erwähnten Metadaten - im wesentlichen potentielle Fehlermeldungen und Labortemperaturen. Inzwischen wurde die Mehrheit der Messungen in dem Format abgelegt, das hier für die Instrumente GRIPS 7, GRIPS 8 und GRIPS 12 dargestellt ist. Diese unterscheiden sich nur hinsichtlich der Namenskonvention der .log- bzw. .hkd-Dateien. Während im Jahr 2014 bereits knapp 10.000 Nächte in diesem Format vorliegen, existieren mit Ausnahme des GRIPS 1 Datenformats von den anderen Formaten nur wenige hundert oder gar dutzend Messnächte. Weitere Anmerkungen zu den Rohdaten sind in Anhang A.4 ausgeführt.

Standardisierte Verarbeitung

Nach dem Einlesen der Rohdaten werden zunächst bei allen Instrumenten gleichermaßen die Spektren einer Nacht gestapelt und soweit geglättet, dass anhand der lokalen Maxima in der Intensität eindeutig die Linienpositionen identifiziert werden können. Auf diese Weise wird in jeder Nacht die korrekte Wellenlängenkalkulation sichergestellt. Bei der Stapelung sind Spektren mit störenden Einflüssen von Nachteil, wie sie etwa während der Dämmerung, durch Mondlicht oder durch Kunstlichtemissionen auftreten. Die hellsten 15 Prozent aller Spektren werden daher bei der Stapelung ignoriert. Bisweilen kann dieser Ansatz fehlschlagen, wenn wegen zu schlechten Wetters selbst in den gestapelten Spektren keine OH-Linien identifiziert werden können. Dann wird die Prozessierung fortgesetzt, indem die letztgültigen Standardwerte für die Linienpositionen zugrunde gelegt werden. Während der Prozessierung wird in diesem Fall eine entsprechende Warnung ausgegeben.

Nach diesen Vorarbeiten kann mit der Auswertung der einzelnen Spektren begonnen werden. Das übergeordnete Ziel ist es, die eigentliche OH-Linienintensität möglichst präzise vom Instrumentenrauschen sowie einer potentiellen Untergrundhelligkeit zu trennen und daraus ein Maß für die Güte eines Spektrums abzuleiten. In der Vergangenheit wurden von verschiedenen Autoren dazu die unterschiedlichsten Ansätze entwickelt. So kann an jede gemessene Linie ein individuelles Linienprofil angepasst werden, das sich aus der tatsächlichen Linienbreite (natürliche Linienbreite, Druck- und Dopplerverbreiterung) sowie der Instrumentenfunktion des Spektrometers zusammensetzt. Bei den GRIPS Instrumenten wird die

gemessene Linienform vollständig von der Instrumentenfunktion bestimmt, die je nach individuellem Instrument einem Dreieck einer Gaußschen Glockenkurve aber aufgrund von Abbildungsfehlern auch einer deutlich asymmetrischen Form entsprechen kann (vgl. Abbildung 3.6). Sollen die gemessenen Spektren also mit einem modellierten Spektrum verglichen werden, so muss die Gültigkeit des gerade verwendeten Modellspektrums nach jeder Justierung oder Änderung am Aufbau eines Instruments (z. B. nach einem Transport) überprüft werden. Gegebenenfalls müssen die Linienformen dann völlig neu vermessen werden. Dies ist mit entsprechend hohem Aufwand verbunden und wird häufig nur für Instrumente durchgeführt, bei denen es zwingend erforderlich ist. Bei geringer spektraler Auflösung ist es erforderlich, wenn in der Messung nicht vollständig voneinander getrennte Linien später rechnerisch getrennt werden müssen (z. B. Scheer (1987)) oder wenn sehr schmale Linien mit wenigen diskreten Stützstellen abgetastet werden (z. B. von Savigny et al. (2004)). Da beides für die GRIPS Instrumente nicht zutrifft, wäre die Modellierung eines gemessenen Spektrums zwar möglich, die Durchführung für alle Spektrometer aber unverhältnismäßig aufwendig.

Andererseits ließe sich ein gemessenes Spektrum durch die einfache Anpassung von Gaußschen Glockenkurven an die einzelnen Linien in OH-Leuchten bzw. Nutzsignal und einen Rauschanteil zerlegen. Hier besteht die eigentliche Herausforderung darin, dass dieses Verfahren in allen denkbaren Messsituationen mit den zugehörigen Intensitätsverteilungen numerisch stabil sein muss. Abbildung 3.18 zeigt in diesem Zusammenhang sechs typische Spektren, wie sie unter vergleichsweise guten Bedingungen gemessen werden können. Aber bereits in Teilbild 3.18 d) deuten der Ausschlag in der rechten Flanke der $P_1(4)$ -Linie bei 3090 nm (bzw. 1545 nm, s.o.) oder die starke hochfrequente Variation in 3.18 e) an, dass es in der Praxis schwierig werden kann, unter allen Umständen die Konvergenz von Anpassungsalgorithmen zu gewährleisten. Dies wird gerade dann schwieriger, wenn die Intensität der OH-Linien abnimmt, wenn zusätzlich störende Kunstlichtemissionen im Spektrum vorhanden sind oder wenn sich der Untergrund, wie in der Dämmerungszeit, in kurzer Zeit stark ändert. Die genaue Kenntnis des Untergrunds ist allerdings wichtig, da alle gängigen Funktionen, mit denen die Linienform angepasst werden könnte (z. B. Gauß-, Lorentz- oder Voigt-Profil), voraussetzen, dass das Intensitätsniveau des Untergrunds, von dem die Linien sich abheben, bekannt ist. Während bei GRIPS 1 in erster Näherung noch angenommen werden könnte, dass dieses Niveau bei einem gemessenen Wert von Null liegt, ist das Untergrundniveau der Instrumente GRIPS 3 und 4 bisweilen bereits deutlich von Null verschieden (vgl. Abbildung 3.18 a) bis d)). Spätestens bei den InGaAs-Detektoren ist diese Annahme aber haltlos. Letztere weisen hohe Dunkelstromwerte auf, deren Signalstärke etwa eine Größenordnung über der Intensität des OH-Leuchtens liegt (vgl. Abbildung 3.18 f)). Die Dunkelstromwerte unterscheiden sich zudem von Pixel zu Pixel recht stark und der Untergrund kann sogar einen spektralen Gang aufweisen (vgl. Abbildung 3.18 e) und f)). Die Anforderung an ein standardisiertes Verfahren besteht also darin, zunächst den

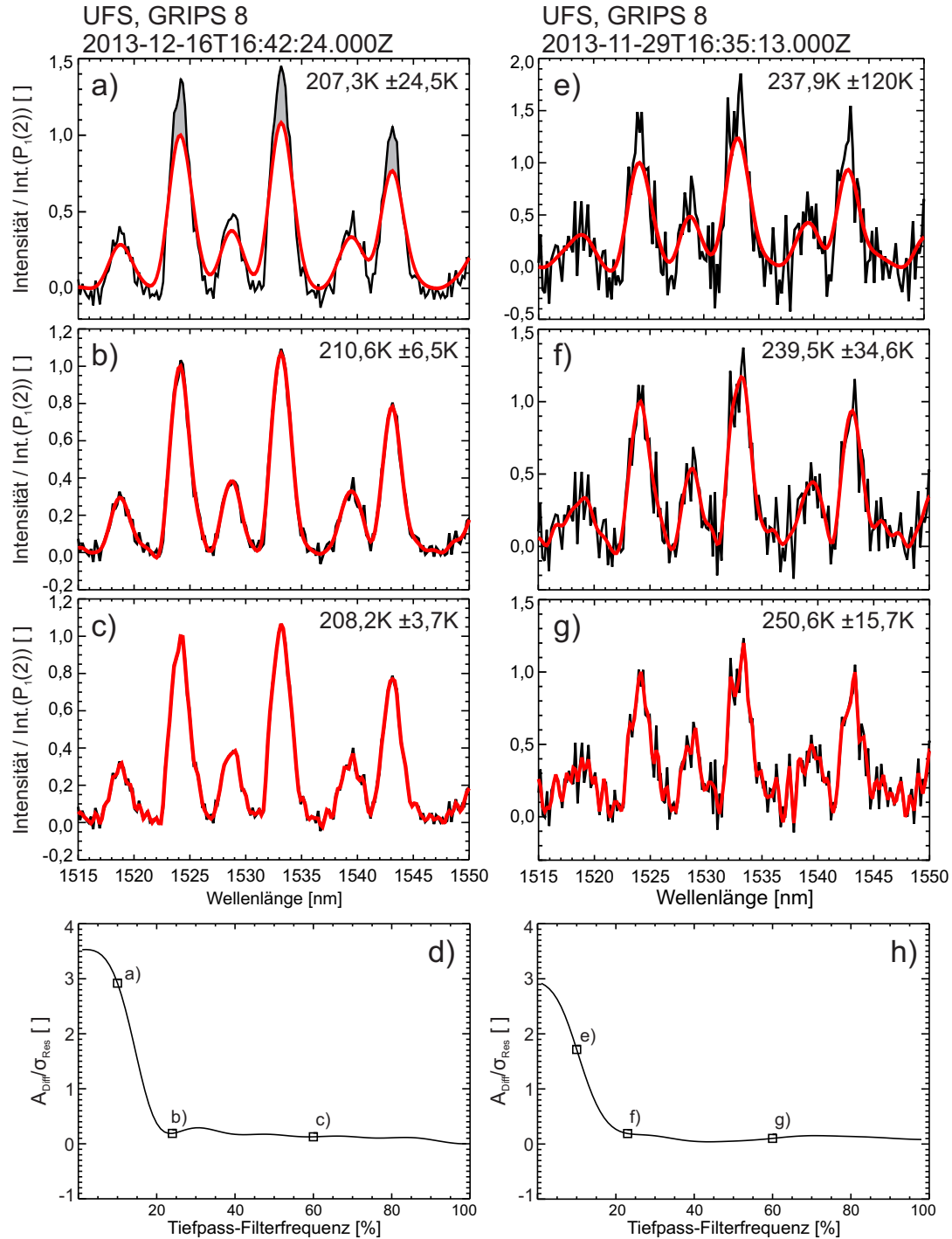


Abbildung 3.20: Filterung der GRIPS Spektren mittels Tiefpassfilter. Während die Anpassungen a) und e) unzureichend sind, wird in c) und g) bereits das Rauschen angepasst. Weitere Erläuterungen im Text.

Untergrund korrekt zu bestimmen und dann möglichst präzise die Messung in Signal und Rauschanteil zu zerlegen.

Zum Einsatz kommt ein Filterverfahren, bei dem ein Tiefpassfilter mit variabler Grenzfrequenz das Spektrum glättet. Die Grundannahme dabei ist, dass das eigentliche Spektrum des OH-Leuchtens und potentieller atmosphärischer Störungen zwar aus diskreten Linien besteht, die durch die Instrumentenfunktion aber derart verbreitert werden, dass alle echten atmosphärischen Signale im Spektrum auf Skalen unterhalb eines Nanometers einen stetigen, glatten Verlauf aufweisen (vgl. Modellierung in Abbildung 2.26). Die Unterschiede in den Dunkelströmen einzelner Pixel in Verbindung mit dem Ausleserauschen (bzw. das Instrumentenrauschen bei den scannenden Instrumenten GRIPS 1 bis GRIPS 4) zeichnen sich dagegen durch hochfrequente Anteile aus (vgl. Abbildung 3.18). Die geeignete Filterfrequenz für ein bestimmtes Spektrum ist vorher nicht bekannt, deswegen wird mit einer Filterfrequenz gestartet, die zwar für eine Glättung des gemessenen Spektrums sorgt, dieses aber nicht angemessen repräsentiert. In insgesamt einhundert Schritten wird die Abschneidefrequenz solange erhöht, bis das tatsächlich gemessene Spektrum vollständig reproduziert wird. Um innerhalb dieses Ensembles von Spektren die optimale Anpassung zu identifizieren, wird die von gemessenem und geglättetem Spektrum eingeschlossene Fläche betrachtet, dabei wird die volle Halbwertsbreite der Linien zugrunde gelegt (s. graue Bereiche in Abbildung 3.20 a)). In Zuge dessen werden zunächst alle Spektren normiert, so dass die Höhe der $P_1(2)$ -Linie den Wert eins und der Untergrund zwischen $P_1(4)$ -Linie und dem R-Zweig des OH(4-2)-Zweig (bei ungefähr 1547 nm) den Wert Null erhält. Die drei Einzelflächen werden aufsummiert zu einer einzigen Fläche A_{Diff} und ins Verhältnis zur Standardabweichung σ_{Res} der Residuen gesetzt. Die Bildung des Verhältnisses A_{Diff}/σ_{Res} gleicht dabei die systematischen Unterschiede zwischen den verschiedenen Eingangsdatensätzen weiter aus. Bei niedrigen Filterfrequenzen ist die Fläche zunächst positiv (d. h., die Linienhöhen werden unterschätzt), mit zunehmender Filterfrequenz werden die Anpassungen besser und die Fläche wird kleiner. Gleichzeitig sinkt die Streuung in den Residuen, die nun immer weniger Anteile der OH-Emission enthalten. Nachdem diese Rechnung für alle einhundert Anpassungen durchgeführt wurde, ergibt sich ein typischer Verlauf: für die unzureichenden Anpassungen ergeben sich zunächst positive Flächen, die auf die unzureichende Darstellung des gemessenen Spektrums bei niedrigen Filterfrequenzen beruht (Abbildungen 3.20 a) und e)). Das Verhältnis A_{Diff}/σ_{Res} liegt dabei zwischen Werten von 1 und 10 (Abbildungen 3.20 d) und h)). Mit den sukzessive besser werdenden Anpassungen werden sowohl A_{Diff} als auch σ_{Res} schnell kleiner. Während A_{Diff} gegen Null strebt - die eingeschlossene Fläche kann positive und negative Anteile enthalten - pendelt sich σ_{Res} auf einen konstanten Wert ein. Sobald die gefilterten Spektren das gemessene Spektrum gut repräsentieren, fängt A_{Diff}/σ_{Res} an, um kleine Werte zu oszillieren. Dies kann so gedeutet werden, dass die folgenden Anpassungen nur noch das hochfrequente Rauschen im Spektrum besser approximieren, während sich

A_{Diff} nur noch wenig ändert. Daher wird als beste Anpassung diejenige gewählt, bei der A_{Diff}/σ_{Res} das erste Mal ein relatives Minimum durchläuft (Abbildung 3.20 b)). Bei einer geringen Anzahl Spektren kommt es nicht zur Ausbildung eines solchen Minimums. Dann wird stattdessen als beste Anpassung diejenige identifiziert, in der die relative Änderung von A_{Diff}/σ_{Res} gegenüber der vorhergehenden Anpassung weniger als ein Prozent beträgt (Abbildung 3.20 f)).

Nun können die exakten Werte für die Linienintensitäten und der genaue Untergrundwert ausgelesen werden. Die Standardabweichung der Residuen ergibt zugleich ein Maß für die Unsicherheit dieser Werte. Der Ablauf ist in Abbildung 3.20 für ein gutes Spektrum (a) bis d)) und ein stärker verrauschtes Spektrum (e) bis h)) dargestellt. Die Abbildungen a) und e) zeigen die zunächst noch ungenügende Anpassung bei zu niedriger Filterfrequenz; c) und g) zeigen Situationen, bei denen die Filterfrequenz zu hoch ist und bereits Rauschen angepasst wird. Abbildungen b) und f) zeigen jeweils die als beste Anpassung gewählten Filterungen. Zusätzlich sind für alle Anpassungen die entsprechenden Temperaturen und ihre Unsicherheiten dargestellt.

Beurteilung der Spektren

Die Überprüfung, ob die Messung eines Spektrums von hoher Qualität ist und ein präzises Ergebnis bei der Berechnung der Temperatur liefert, findet in mehreren Stufen statt. Denn wie in Kapitel 2.5 erläutert, lassen sich aus nahezu beliebigen Intensitätskombinationen Rotationstemperaturen berechnen (vgl. Abbildungen 2.11 und 2.12). Eine Qualitätsbeurteilung der Spektren bzw. der daraus abgeleiteten Temperaturen ist also in jedem Falle notwendig. Solch eine Überprüfung kann jedoch beliebig einfach oder komplex sein. So beschränken sich z. B. Offermann et al. (2006) darauf, eine Beurteilung der Spektren im Anschluss an die Temperaturberechnung vorzunehmen, indem sie die zulässigen Werte auf einen „realistischen Temperaturbereich“ beschränken, außerhalb dessen alle Werte verworfen werden, der aber trotz guter Gründe letztlich etwas willkürlich bleibt. Das im Rahmen dieser Arbeit entwickelte Beurteilungsverfahren folgt objektiveren Kriterien. Dabei wird bereits der Zustand der Rohdaten untersucht und potentielle Störungen auf ihre wahrscheinlichen Ursachen zurückgeführt.

Zunächst wird geprüft, ob das Instrument technisch einwandfreie Daten liefert hat. Obwohl hier nach den Bauarten der Instrumente unterschieden werden muss, gibt es bei jedem Instrument eindeutige Anzeichen, ob z.B. der Detektor während der Messung angesteuert war oder Kondenswasser in den mit flüssigem Stickstoff gekühlten Detektoren den Vorverstärker beeinträchtigt (s. Abbildung 3.21 a)). Dann wird untersucht, ob sich auch die Rotationstemperatur einwandfrei aus dem Spektrum ableiten lässt. Nur wenn die in Kapitel 2.5 beschriebenen Iterationsverfahren ordnungsgemäß konvergieren, kann es sich um ein hochwertiges Spektrum mit gut bestimmter Temperatur handeln (s. Abbildung 3.21 b)). Auch

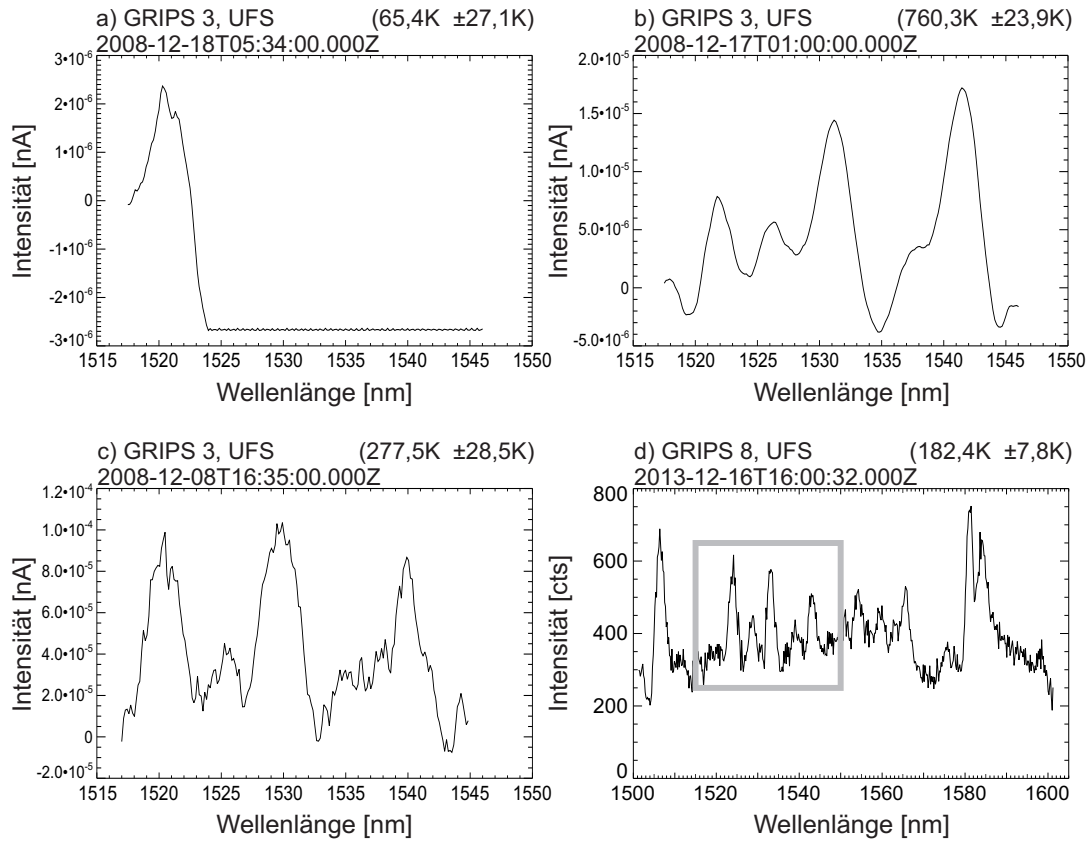


Abbildung 3.21: Beurteilung der Spektren. In Fall a) ist der Verstärker in mehr als 5 Prozent der Einzelwerte des Spektrums ausgesteuert bzw. kurzgeschlossen (erkennbar an den konstanten Werten). In Spektrum b) konvergieren die iterativen Korrekturverfahren nicht gegen einen stabilen Wert. Aus dem zunächst unauffälligen Spektrum c) lässt sich die Temperatur nicht stabil bestimmen: bei der Variation der Linienstärke um die Messunsicherheit weichen einige der so bestimmten Temperaturen signifikant von der Mehrheit der Werte ab. Das Spektrum d) aus der frühen Dämmerungsphase weist Absorptionsstrukturen auf, die zu systematisch niedrigeren Werten führen würden. Der graue Rahmen zeigt den Ausschnitt, der denen der Spektren a) bis c) entspricht. Alle dargestellten Schätzwerte für die Temperatur sind nicht belastbar und werden nicht weiter verwendet.

bei Variation der Linienintensitäten um die Messunsicherheit, muss das Verfahren nicht nur für die beste Anpassung sondern für alle Kombinationen konvergieren (s. Abbildung 3.21 c)). Wie in Abschnitt Kapitel 2.5 erläutert, tendieren dabei alle Iterationsverfahren dazu, für Spektren hoher Temperatur nicht mehr zu konvergieren. Die Tatsache, dass Lange (1982) für die Entwicklung des Verfahrens nur Stützstellen zwischen 140 K und 260 K zur Verfügung standen, scheint ein Grund zu sein, warum früher nur Temperaturen zwischen 140 K und 260 K betrachtet wurden. Die spätere Erweiterung des zulässigen Temperaturbereichs auf 100 K bis 300 K durch Offermann et al. (2006) im Rahmen ihrer Reanalyse wird dadurch angreifbar. Obwohl Temperaturen jenseits von 140 K bzw. 260 K mit den Instrumenten der neuen Generation selten beobachtet werden, ist es jedoch denkbar, dass die Beschneidung auf Temperaturen zwischen 140 K bzw. 260 K bei den scannenden Instrumenten, deren Werte bauartbedingt stärker streuen, in gewissen Fällen zu einer unerwünschten Verschiebung des Nachtmittelwerts geführt hat.

Natürlich bietet auch das gemessene Spektrum selbst Möglichkeiten, eine Qualitätsbeurteilung vorzunehmen. Die Gegenwart der Hg-Linie bei 1529,6 nm führt zu einem signifikanten Anstieg der Intensität in diesem Bereich, gegebenenfalls auch zu einer Verschiebung des für die $P_1(3)$ -Linie nominell bei 1533 nm liegenden Intensitätsmaximums hin zu kürzeren Wellenlängen. Außerdem wird die Untergrundintensität zwischen der $P_1(4)$ - und der $P_2(4)$ -Linie bei etwa 1547 nm ausgelesen. Sollte der dort bestimmte Wert signifikant größer sein als die Untergrundwerte zwischen den anderen Linien des OH(3-1)-P-Übergangs, so wird auch dieses zugehörige Spektrum verworfen. Aufgrund der begrenzten spektralen Auflösung sollten die entsprechenden Untergrundwerte an den anderen Positionen gleich hoch oder höher sein.

Die soweit beschriebenen Kriterien lassen sich auf alle Instrumente gleichermaßen anwenden. Aufgrund des erweiterten Spektralbereichs der neuen Instrumente (1500 nm bis 1600 nm im Gegensatz zu 1520 nm bis 1540 nm) können bei den neuen Instrumenten noch weitere Kriterien hinzugefügt werden. Dies ist zum Teil sogar notwendig, da die neuen Instrumente während der Dämmerung regelmäßig mehrere Spektren aufweisen können, die aufgrund der selektiven Absorption durch H_2O und CO_2 als Spektren ungewöhnlich tiefer Temperatur interpretiert werden (vgl. Kapitel 2.5). Bei den älteren Instrumenten ist dagegen aufgrund des zeitintensiven Scanvorgangs maximal ein Spektrum betroffen, das meistens schon Anzeichen einer Detektoraussteuerung aufweist und folglich aus anderen Gründen aussortiert wird.

In die Bereiche um 1500 nm, 1510 nm-1515 nm, 1545 nm-1550 nm, 1570 nm-1580 nm und 1590 nm-1595 nm fallen wenige OH-Linien, so dass sie sich zur Bestimmung einer potentiell vorhandenen Hintergrundintensität eignen. Steigt das registrierte Signal in diesen Bereichen an und ändern sich dabei gleichzeitig deren Intensitätsverhältnisse, deutet dies auf die Gegenwart eines breitbandigen Untergrunds hin (s. Kapitel 2.5). Wie Abbildung 2.20 zu entnehmen ist,

fallen die Intervalle zwischen 1530 nm und 1545 nm, 1570 nm und 1585 nm sowie jenseits von 1595 nm in den Bereich verstärkter Absorption durch CO_2 . Der Wellenlängenbereich unterhalb von 1545 nm ist zu niedrigeren Wellenlängen hin zudem immer stärker durch Wasserdampfabsorption beeinflusst. Vor allem ein Vergleich der wenig betroffenen Bereiche 1545 nm-1550 nm und 1590 nm-1595 nm mit den stark betroffenen Bereichen 1500 nm-1505 nm, 1510 nm-1515 nm (H_2O) und 1570 nm-1580 nm und 1600 nm-1605 nm (CO_2) erlaubt eine Entscheidung darüber, ob die endliche Hintergrundintensität bereits zu einer derartigen Verformung des Spektrums geführt hat, dass eine Ableitung der Rotationstemperatur aus den Spektren nicht mehr möglich ist (s. Abbildung 3.21 d)).

Unsicherheiten

Die oben beschriebenen Verfahren zur Trennung des gemessenen Signals in OH-Spektrum und Rauschanteil bilden die Grundlage zur Bestimmung der Unsicherheit der daraus abgeleiteten Temperatur. Letztere wird wie in Kapitel 2.5 beschrieben aus den drei Intensitäten der $P_1(2)$ –, $P_1(3)$ – und $P_1(4)$ –Linien bestimmt. Dabei wird von den gemessenen Intensitäten noch der Untergrundwert abgezogen, der jenseits der $P_1(4)$ –Linie bei etwa 1547 nm ausgelesen wird, so dass letztlich vier mit Unsicherheiten behaftete Messwerte zu einem Temperaturwert beitragen. Als Maß für diese Unsicherheiten dient die Standardabweichung der Residuen des Rauschanteils.

Aufgrund diverser Nichtlinearitäten in der Temperaturableitung, insbesondere aber wegen des in Kapitel 2.5 diskutierten Iterationsalgorithmus wird keine Fehlerfortpflanzung im eigentlichen Sinn angewendet, sondern die Temperatur wird gleich für alle möglichen Kombinationen aus Signal plusminus Unsicherheit explizit bestimmt. So erhält man insgesamt 81 (3^4) Temperaturwerte für jedes Spektrum. Unter der Annahme, dass der bestmögliche Wert aus den ursprünglichen Werten des gefilterten Spektrums folgt und dass die Variation der Intensitäten um den Messfehler letztlich zu einer Verschlechterung des Ergebnisses führt, wird nun die Standardabweichung der 81 Werte als Unsicherheit für diese beste Anpassung herangezogen.

Die so bestimmte Unsicherheit berücksichtigt noch keine systematischen Abweichungen. Darüberhinaus kann die Verwendung der Standardabweichung der Residuen als Maß für die Unsicherheit beim Vergleich der Instrumente neuerer und älterer Generation zu Unterschieden führen, die nicht als repräsentativ für den tatsächlichen Messfehler angesehen werden können. In der Regel sind die Rauschanteile in den Residuen nach der Normierung der Spektren zwischen allen Instrumenten vergleichbar. Zur Verbesserung des Signal-zu-Rausch-Verhältnisses bei den scannenden Instrumenten wurde im Jahr 2008 ein neuer hochwertiger Lock-In-Verstärker angeschafft, der eine Optimierung des Signals durch Anpassung der Zeitkonstanten und einen besseren Phasenabgleich mit dem zerhackten (engl.: *chopped*) Eingangssignal erlaubt. Dadurch lässt sich der hochfrequente

Rauschanteil nahezu beliebig verringern. Mit den beschriebenen Verfahren verkleinert sich dann der Unsicherheitsbereich der Rotationstemperatur auch bis nahezu Null. Dies ist jedoch unrealistisch und drückt lediglich aus, dass sich der Rauschanteil aus solchen Spektren nicht mehr adäquat bestimmen lässt.

An dieser Stelle helfen die in Kapitel 2.5 diskutierten Parameter I_d und T_d , welche die Distanz einer gemessenen Intensitäts- oder Temperaturverteilung von der exakten Lösung beschreiben. Abbildung 3.22 zeigt eine Messnacht, in der GRIPS 3 und GRIPS 5 parallel gemessen haben. Die Nachtmittelwerte stimmen mit $209,2\text{ K} \pm 2,6\text{ K}$ (GRIPS 3) und $209,5\text{ K} \pm 0,3\text{ K}$ (GRIPS 5) gut überein (Abbildung 3.22 a)). Dagegen ist die aus dem Rauschanteil des Signals berechnete Unsicherheit in den Daten des GRIPS 3 mit etwa $1,4\text{ K}$ signifikant kleiner ist als bei GRIPS 5 mit $9,4\text{ K}$ (Abbildung 3.22 c)). Beide Unsicherheiten skalieren jedoch mit der Signalstärke bzw. der in Abbildung 3.22 b) dargestellten OH-Intensität. Selbst bei Umrechnung der Unsicherheit auf die gleiche Zeitauflösung (Verkleinerung um etwa den Faktor $\sqrt{12} \approx 3,5$) bleiben die Unsicherheiten der GRIPS 5 Temperaturen größer. Demgegenüber weisen die einzelnen Temperaturwerte von GRIPS 3 in Abbildung 3.22 a) eine größere Streuung auf als diejenigen von GRIPS 5. Betrachtet man nun die zusätzlichen Parameter T_d und I_d in Abbildung 3.22 d) und e) so zeigt sich, dass diese im Gegensatz zur Unsicherheit aus Abbildung 3.22 c)) bei GRIPS 5 kleiner und deutlich stabiler sind als bei GRIPS 3. Im Mittel beträgt T_d für GRIPS 5 lediglich $-0,2\text{ K} \pm 24,7\text{ K}$, bei GRIPS 3 dagegen $18,9\text{ K} \pm 89,6\text{ K}$. Ähnlich verhält es sich mit I_d : während ein Spektrum des GRIPS 5 im Mittel um weniger als 1% verändert werden müsste ($\langle I_d \rangle = 0,026$, verteilt auf drei Linien), um eine exakte Lösung des überbestimmten Problems Gl. (2.26) zu erreichen, sind bei GRIPS 3 im Mittel Änderungen von knapp 3% erforderlich ($\langle I_d \rangle = 0,083$). In diesen Parametern offenbart sich also eine Instabilität bzw. eine Art von Störung, die sich dem Spektrum als solchem zunächst nicht ansehen lässt. Die Erklärung des unterschiedlichen Verhaltens der beiden Instrumente ist einfach: während bei GRIPS 5 alle Linien gleichzeitig aufgezeichnet werden, scannt das GRIPS 3 das Spektrum im Verlauf von drei Minuten ab. Dabei ist die Messung der Intensität der $P_1(2)$ -Linie schon zwei Minuten alt, während die $P_1(4)$ -Linie gerade erfasst wird. In der Zwischenzeit kann aber die Stärke der Emission bereits schwanken. Notwendigerweise erhalten die berechneten Temperaturen dadurch ein erhöhtes Grundrauschen, das keine Eigenschaft des individuellen Instruments sondern des Messprinzips ist.

Insbesondere T_d ließe sich leicht in die Angabe von ΔT_{rot} einbeziehen, hängt aber letztlich von mehreren Faktoren wie Kalibrationsparametern, atmosphärischer Transmissivität, potentieller Temperaturgradienten innerhalb der OH-Schicht und der Frage ab, ob die OH-Moleküle jederzeit im lokalen thermodynamischen Gleichgewicht mit der restlichen Atmosphäre stehen. Sie können daher neben den oben abgeleiteten Messfehlern als Hilfe bei der Interpretation eines Spektrums dienen, stellen allein jedoch noch kein Ausschlusskriterium für die weitere Verwendung eines Spektrums dar. Im dargestellten Beispiel weisen die

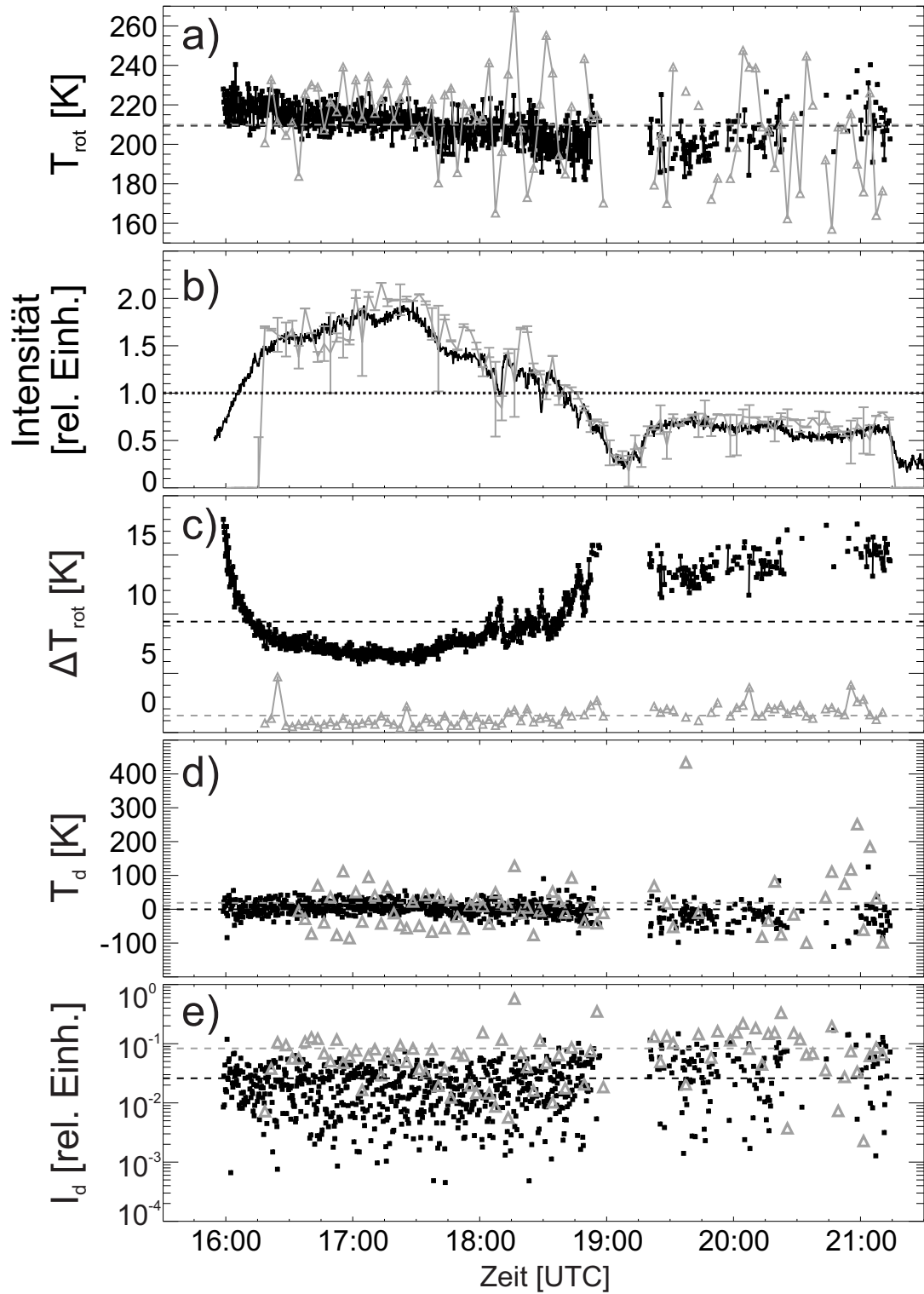


Abbildung 3.22: Parallelmessung von GRIPS 3 (grau) und GRIPS 5 (schwarz), Zeitauflösung 3 Minuten bei GRIPS 3 bzw. 15 Sekunden bei GRIPS 5. Teilbild a) zeigt den Temperaturverlauf, b) den Intensitätsverlauf und c) die Unsicherheit der Rotationstemperaturen; d) und e) zeigen die diskutierten zusätzlichen Qualitätsparameter T_d bzw. I_d .

Spektren von GRIPS 5 mit $T_d = -0,2 \text{ K} \pm 0,9 \text{ K}$ keine Anzeichen für eine signifikante Abweichung vom erwarteten Wert ($T_d = 0$) auf. GRIPS 3 dagegen zeigt mit $T_d = 18,9 \text{ K} \pm 9,7 \text{ K}$ geringe Anzeichen für eine solche systematische Abweichung. Da beide Instrumente parallel gemessen haben, ist in diesem Fall am ehesten von Ungenauigkeiten in der Kalibration auszugehen.

In diesem Zusammenhang werden erste Versuche unternommen, diese Parameter für die Identifikation etwaiger Abweichungen vom lokalen thermodynamischen Gleichgewicht zu benutzen. Dabei wird angenommen, dass diese Abweichungen variabel sind, während der Einfluss der Kalibration zeitlich konstant ist. Auf kurzen Zeitskalen von wenigen Stunden können jedoch auch in Gegenwart von Schwerewellen mit großer Amplitude keine eindeutigen Hinweise auf eine solche Variabilität gefunden werden. Auf längeren Zeitskalen von mehreren Tagen gibt es tatsächlich Änderungen, diese können jedoch ebenso gut auf Änderungen des Temperaturgradienten in der OH-Schicht oder auf eine Änderung der Beobachtungsbedingungen zurückgeführt werden. Die Analysen werden daher in dieser Arbeit nicht weiter dargestellt.

Minuten- und Nachtmittelwerte

Wird die ursprüngliche hohe zeitliche Auflösung für die wissenschaftliche Analyse nicht benötigt, so bietet sich die Verwendung von Mittelwerten an. Durch die Mittelwertbildung lässt sich auch die Unsicherheit des Einzelwerts erheblich reduzieren. Die Periodendauer von Schwerewellen kann keinen kleineren Wert als die Brunt-Väisälä-Periode von etwa 5 Minuten annehmen. Auf diesen Zeitskalen eignen sich daher auch Minutenmittelwerte für Analysen. Indem die Berechnung der Mittel auf volle Minuten der koordinierten Weltzeit bezogen wird, können die Datensätze dann gut mit anderen, z.B. meteorologischen Daten, verglichen werden. Da die ursprüngliche Zeitreihe wegen der regelmäßigen Dunkelstrommessungen nicht äquidistant ist, räumt diese Art der Mittelwertbildung auch Hindernisse aus, die einer Analyse mittels Wavelet-, FFT- oder ähnlichen Spektralanalysen verhindern. Dazu werden alle Spektren berücksichtigt, die sich im Intervall von -30 Sekunden bis +29,999 Sekunden um eine volle Minute befinden. Nur falls mindestens zwei zuvor für gut befundene Spektren in dieses Intervall fallen, wird der Mittelwert gebildet, anderenfalls wird er als fehlend markiert. Die Zahl der beitragenden Spektren wird durch die Unsicherheit des Mittelwerts über die Gauß'sche Fehlerfortpflanzung berücksichtigt:

$$\Delta T_{min} = \sqrt{\frac{1}{n} \sum_{j=1}^n (\Delta T_j)^2}, \quad n = 1, 2, 3, \dots \quad (3.4)$$

Je mehr Spektren beitragen, desto geringer wird die Unsicherheit des Minutenmittels. Bei der Berechnung werden nur Spektren berücksichtigt, deren Unsicherheit

weniger als 7,5% beträgt (entsprechend ± 15 K bei 200 K), so dass die Minutenmittel ausschließlich aus präzisen Werten bestehen, die sich für die meisten weiterführenden Analysen eignen. Während die Unsicherheit der zeitlich hochaufgelösten Werte in der Regel zwischen ± 5 K und ± 12 K beträgt, verringert sie sich für die Minutenmittel auf typische Wert von $\pm 2,5$ K bis ± 8 K.

Für klimatologische Untersuchungen hingegen werden vor allem Nachtmittelwerte benötigt. Da alle Spektren in der beschriebenen Analyse eine individuelle Unsicherheit ΔT_i erhalten, kann diese bei der Berechnung des Nachtmittelwerts berücksichtigt werden. Dabei werden die individuellen Werte T_i gemäß ihrer Unsicherheit ΔT_i gewichtet:

$$\langle T \rangle = \frac{\sum_{i=1}^n w_i T_i}{\sum_{i=1}^n w_i}, \quad w_i = \frac{1}{(\Delta T_i)^2} . \quad (3.5)$$

In diesem Fall können auch Spektren mit hohen individuellen Unsicherheiten berücksichtigt werden. Sie tragen jedoch wenig zum Mittelwert bei. Aufgrund der hohen Messgeschwindigkeit mit einer entsprechend hohen Anzahl von Spektren pro Nacht ist die statistische Unsicherheit (σ/\sqrt{N} , σ = Standardabweichung, N = Anzahl der Messwerte) des Mittelwerts gering (< 1 K). Streng genommen erfüllen die Daten jedoch nicht die Voraussetzung für diese Art der Berechnung, denn die Einzelwerte sind voneinander nicht statistisch unabhängig. Sie werden vielmehr benutzt, um durch Wellen hervorgerufene systematische Variationen zu studieren, die in manchen Nächten Änderungen von 40 K bis 50 K verursachen können. Wird eine solche Variation von der Messung nur unzureichend abgedeckt, kann der aus der Beobachtung berechnete Mittelwert erheblich stärker vom wahren Wert abweichen, als der statistische Fehler suggeriert. Alternative Berechnungsmethoden konnten sich im NDMC bisher nicht durchsetzen. Stattdessen wird anhand der effektiven Beobachtungszeit entschieden, bis zu welcher Minimalzeit ein berechneter Nachtmittelwert als repräsentativ anzusehen ist. Auch hier existieren große Unterschiede: die Definitionen reichen von „mindestens einer Stunde“ über mindestens „vier Stunden“ bis zu „mindestens drei Stunden, verteilt auf einen Zeitraum von mindestens sechs Stunden“ (private Mitteilungen: P. Knieling, M.J. Taylor, J. Scheer). Für die Angaben in dieser Arbeit wurde ein Wert von „mindestens zwei Stunden“ empirisch als guter Kompromiss zwischen Repräsentativität und Komplexität der Berechnung ermittelt. In Nächten mit geringer Abdeckung verteilen sich die Werte im Mittel tatsächlich recht gut über die ganze Nacht, ihre Verteilung wird jedoch nicht explizit untersucht. Hier besteht noch Entwicklungspotential in Richtung der von Scheer vorgeschlagenen Angabe „mindestens drei Stunden, verteilt auf einen Zeitraum von mindestens sechs Stunden“.

3.6 Einsteinkoeffizienten und Termwerte

Beim Vergleich verschiedener Datensätze sind neben den zugrundeliegenden Messmethoden auch theoretische Annahmen zu berücksichtigen. In diesem Zusammenhang folgt an dieser Stelle die nähere Untersuchung der Auswirkung unterschiedlicher Einsteinkoeffizienten auf reale Messungen, nachdem erste Schlussfolgerungen bereits in Kapitel 2.5 anhand theoretischer Überlegungen gezogen werden konnten.

Dafür wird ein zweijähriger Messzeitraum des GRIPS 8 auf der UFS Schneefernerhaus herangezogen. Abbildung 3.23 zeigt die Auftragung der Temperaturdifferenzen in Abhängigkeit von der absoluten Temperatur, wie sie sich aus den Einsteinkoeffizienten von Mies (1974) ergeben. In Anbetracht der Tatsache, dass in die Erstellung des Diagramms über 1,1 Millionen einzelne Messungen eingegangen sind, streuen die daraus abgeleiteten Werte wenig bis gar nicht. Denn obwohl die gemessenen Spektren selbst natürlich mit einer gewissen Unsicherheit belegt sind, hängt der sich letztlich ergebende Unterschied zwischen den Temperaturen der einzelnen Koeffizientensätze nur von der absoluten Temperatur ab, die sich aus einem gegebenen Spektrum ergibt. Für niedrige absolute Temperaturen sind die Unterschiede dabei geringer als für höhere Temperaturen. Zwischen den höchsten Temperaturen, die sich aus den Koeffizienten von Turnbull and Lowe (1989) ergeben, und denen, die sich aus den Koeffizienten von Langhoff et al. (1986) ergeben, besteht ein Unterschied von 2,9 K bei 150 K und 6,0 K bei 250 K. Dabei besteht bis zu einer Temperatur von etwa 250 K scheinbar ein linearer Zusammenhang. Jenseits dieser Temperatur verringern sich die Gradienten. Diese Änderung ist auf das in Kapitel 2.5 beschriebene iterative Korrekturverfahren zurückzuführen, das bei diesen Temperaturen zunehmend an Genauigkeit verliert.

Der Einfluss der Einsteinkoeffizienten auf hohe Temperaturen wird daher nochmal unter Zuhilfenahme der in Kapitel 2.5 entwickelten alternativen Korrekturverfahren untersucht. Abbildung 3.24 zeigt das geänderte Verhalten. Bis zu Temperaturen von 220 K sind die Unterschiede zwischen den drei Verfahren vernachlässigbar. Jenseits davon offenbaren sich geringfügige Unterschiede von etwa 0,3 K bei 250 K. Die Verwendung der quadratischen Funktion im Iterationsverfahren führt bei hohen Temperaturen zu einem Verlauf, der dem linearen Verlauf am nächsten kommt. Es kann daher davon ausgegangen werden, dass die lineare Abhängigkeit den tatsächlichen Einfluss der Einsteinkoeffizienten wieder spiegelt. Demnach scheint die Anwendung der Parabelfunktion ähnlich wie bei der Betrachtung in Kapitel 2.5 zu den besten Resultaten zu führen.

Zusammenfassend bestätigen die Messungen das in Kapitel 2.5 diskutierte Verhalten. Temperaturen, die mit den Einsteinkoeffizienten von Mies (1974) berechnet werden, sind systematisch hoch (Kommentar zu Turnbull and Lowe (1989) s. Kapitel 2.5). Obwohl die neueren Koeffizienten, insbesondere jene

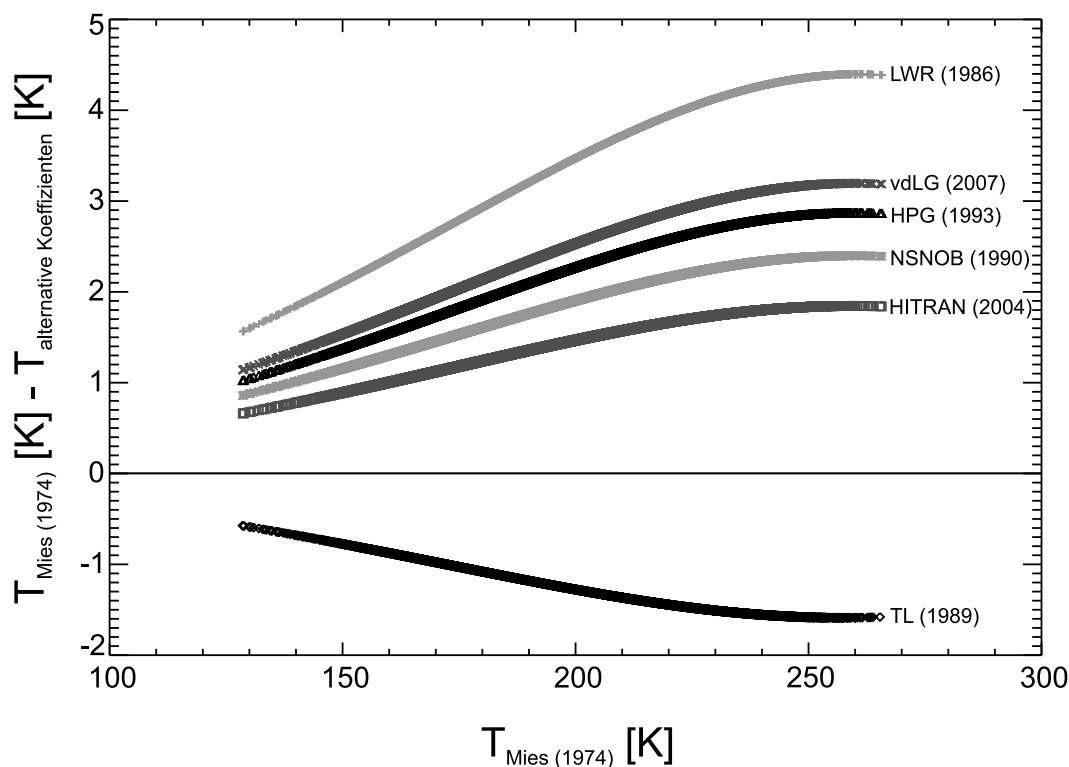


Abbildung 3.23: Temperaturunterschiede, die sich aus der Verwendung verschiedener Einsteinkoeffizienten ergeben. Insgesamt haben 1.197.242 Spektren des GRIPS 8 aus einem Zeitraum von zwei Jahren zu dieser Abbildung beigetragen (LWR = Langhoff et al. (1986); NSNOB = Nelson et al. (1990); TL = Turnbull and Lowe (1989); HPG = Holtzclaw et al. (1993); HITRAN = HITRAN-2004 Datenbank für Molekülspektroskopie, s. Rothman et al. (2005), die Daten über das OH-Molekül darin basieren auf Goldman et al. (1998); vdLG = van der Loo and Groenenboom (2007).

aus dem HITRAN-Modell, auf Berechnungen beruhen, die wesentliche Verbesserungen der zugrundeliegenden Molekülparameter beinhalten (s. Steinfeld et al. (1987)), sind die Werte von Mies (1974) in der NDMC-Gemeinde so weit verbreitet, dass sie auch heute noch verwendet werden. Nach Abbildung 3.23 ist eine Umrechnung in Datensätze, die mittels alternativer Koeffizienten abgeleitet wurden, jedoch eindeutig, wenn diese Unterschiede berücksichtigt werden. Insbesondere an Standorten, an denen nur in einer Jahreszeit (z.B. im Polarwinter) gemessen wird, können diese Differenzen erheblich sein. Die Kombination unterschiedlicher Datensätze ist eine der möglichen Ursachen für vergleichsweise große Temperaturtrends, wie sie z.B. von Semenov (2000) veröffentlicht wurden, die aber von jüngeren Veröffentlichungen nicht mehr bestätigt werden. Abschließend lässt sich festhalten, dass die Einsteinkoeffizienten einen signifikanten Einfluss auf die OH-Rotationstemperaturen nehmen, die Unterschiede zwischen den ver-

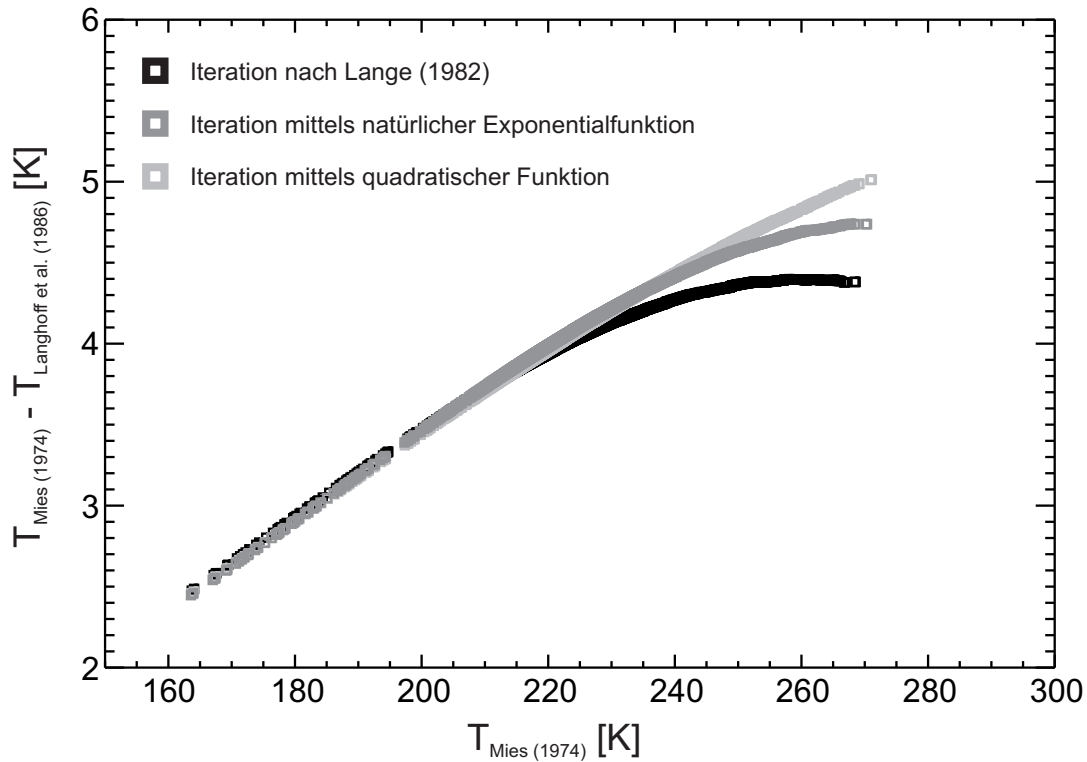


Abbildung 3.24: Unterschiede zwischen den Temperaturen, die sich aus den Einsteinkoeffizienten von Mies (1974) und Langhoff et al. (1986) ergeben. Dabei wurde nach den drei in Kapitel 2.5 diskutierten iterativen Korrekturverfahren unterschieden. Während das originale Verfahren von Lange (1982) zu einem deutlichen Abflachen des Verlaufs bei hohen Temperaturen führt, ist dieses bei den anderen beiden Verfahren weniger stark ausgeprägt.

schiedenen Datensätzen sich jedoch präzise quantifizieren lassen. Die absoluten Unterschiede fallen beim OH(3-1)-Übergang dabei deutlich geringer aus als für andere Übergänge, z.B. den OH(6-2)-Übergang, für den French et al. (2000) Unterschiede von bis zu 13 K identifiziert haben.

Der Einfluss der Termwerte auf die Temperaturen fällt gemäß der theoretischen Betrachtung in Kapitel 2.5 mindestens eine Größenordnung geringer aus. Abbildung 3.25 zeigt die Temperaturunterschiede, die sich aus der Verwendung der unterschiedlichen Termwerte ergeben. Im Gegensatz zu den Einsteinkoeffizienten ist die Abhängigkeit von der absoluten Temperatur bei den Termwerten allenfalls gering, dafür streuen die Werte eindeutig. Gegenüber den Temperaturen, die auf den Termwerten von Krassovsky et al. (1962) beruhen, weichen die Daten, die auf den Termwerten von Kvifte (1959) beruhen, im Mittel um $0,043 \text{ K} \pm 0,04 \text{ K}$ ab. Die auf Coxon (1980) und Abrams et al. (1994) beruhenden Temperaturen weichen dagegen jeweils um nur $+0,015 \text{ K} \pm 0,03 \text{ K}$ ab. Die mittels der Termwerte von van der Loo and Groenenboom (2007) berechneten Temperaturen

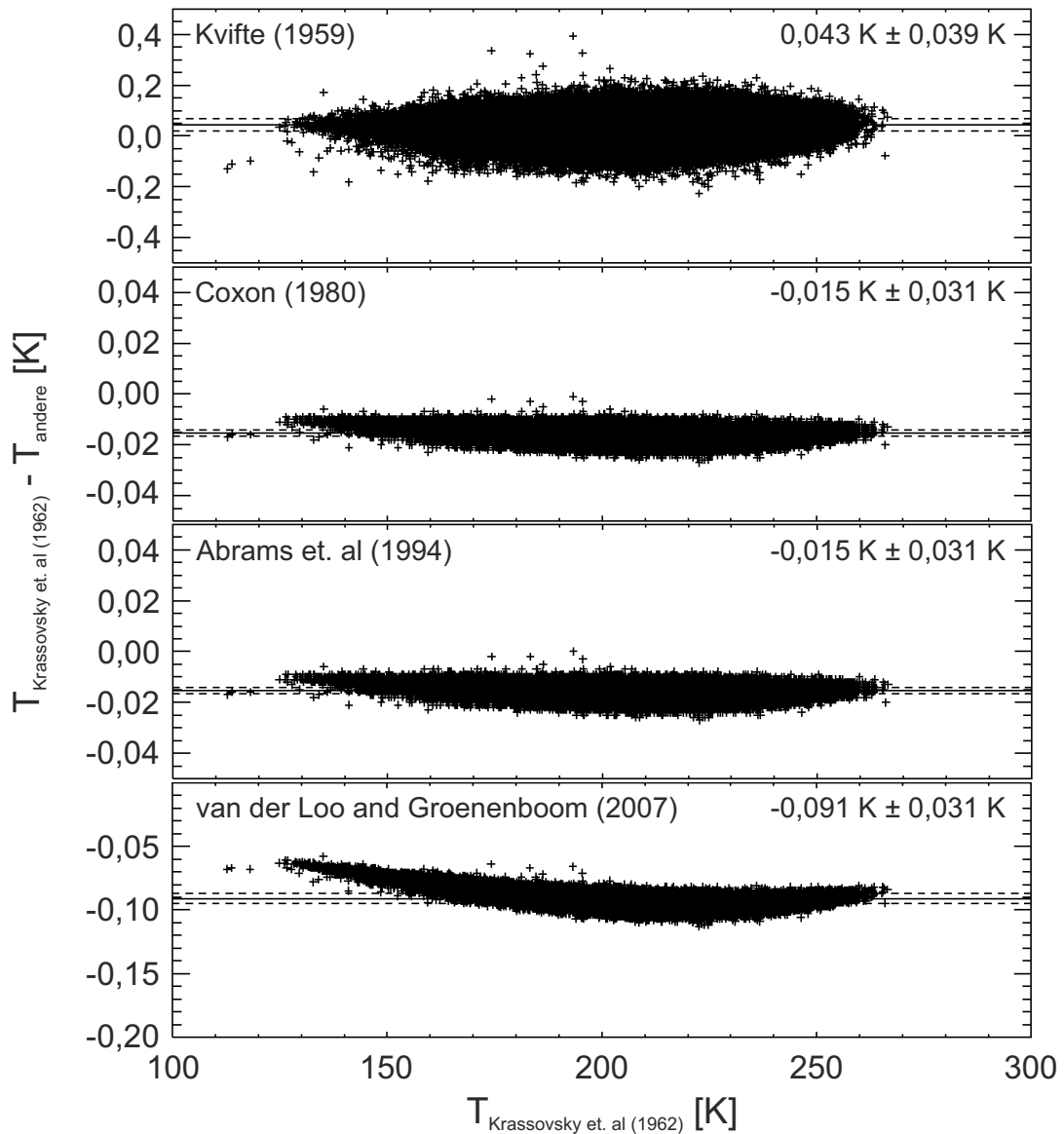


Abbildung 3.25: Unterschiede zwischen den Temperaturen, die sich aus den verschiedenen Termwerten ergeben. Dem Vergleich liegen dieselben Spektren wie in Abbildung 3.23 zugrunde. Eine Abhängigkeit der Differenzen von der absoluten Temperatur lässt sich bei Verwendung der Werte von Kvifte (1959) nicht nachweisen, bei den anderen Werten - insbesondere denen von van der Loo and Groenenboom (2007) - deutet sich eine geringe Abhängigkeit zumindest an. Die Abweichungen, die auf den Termwerten von Kvifte (1959) und van der Loo and Groenenboom (2007) beruhen, zeigen mit $0,04 \text{ K} \pm 0,04 \text{ K}$ bzw. $-0,09 \text{ K} \pm 0,03 \text{ K}$ deutlichere Abweichungen zu den anderen Datensätzen. Dies ist konsistent mit den Unterschieden in den Termwerten (vgl. Tabelle 2.6).

sind um $+0,091\text{ K} \pm 0,03\text{ K}$ wärmer. Nach Abbildung 3.25 streuen die Temperaturen, die mit den Werten von Kvifte (1959) berechnet wurden, auf den ersten Blick stärker. Die Standardabweichung ist gegenüber den anderen Datensätzen jedoch nur geringfügig erhöht, so dass das Gros der Werte offensichtlich ähnlich dicht am Mittelwert liegt. Da die Termwerte von Kvifte (1959) und van der Loo and Groenenboom (2007) gemäß Tabelle 2.6 stärker von den Werten der anderen drei Veröffentlichungen abweichen, sind die entsprechenden Abweichungen jedoch plausibel. Im Mittel betragen die Diskrepanzen jedoch weniger als $0,1\text{ K}$ und sind damit gegenüber den anderen Unsicherheitsfaktoren bei der Analyse vernachlässigbar.

3.7 Vergleich verschiedener GRIPS Systeme

Die umfangreichsten Vergleiche zwischen GRIPS Systemen untereinander finden in Oberpfaffenhofen statt. Dort wird beinahe jedes Instrument erstmalig in Betrieb genommen und mit dem dort regulär stationierten GRIPS 6 verglichen. Die regelmäßigen Vergleiche sind von besonderer Bedeutung, wenn an einem Instrument Änderungen vorgenommen werden müssen. Der Umzug der Instrumente aus dem ersten provisorischen Labor in das neu eingerichtete Labor in Oberpfaffenhofen fand daher sukzessive statt. Im Dezember 2011 wurde dabei zunächst GRIPS 5 umgezogen, bevor GRIPS 6 im April 2012 seinen neuen Standort bezog und GRIPS 5 im September desselben Jahres nach Georgien verbracht wurde. Damit ergibt sich ein Überlapp von 137 Nächten mit dem ersten Instrument am neuen Standort und dem zweiten am alten, sowie von 133 Nächten mit beiden Instrumenten am neuen Standort. Aus technischen Gründen war es nicht möglich, mit beiden Instrumenten dasselbe Gesichtsfeld abzudecken, dennoch offenbarte sich im direkten Vergleich zunächst ein deutlicher Sprung in den Temperaturen von GRIPS 6, der mit dem Zeitpunkt des Umzugs zusammenfällt. Dieser warme Bias von GRIPS 6 am alten Standort von mehreren Kelvin, war bereits durch Vergleiche mit anderen Standorten und Satelliten bekannt, konnte jedoch nicht genauer quantifiziert oder erklärt werden. Bei der Auflösung des alten Labors konnte erstmals die Transmission des Laborfensters direkt bestimmt werden. Dabei ergab sich ein erheblicher Unterschied zu den spektralen Eigenschaften der Materialproben des Fenstermaterials, die vorher bei Labormessungen zur Ermittlung der Transmission verwendet wurden. Nach der Rekalibration liegen die Temperaturen nun im Durchschnitt um $4,89\text{ K} \pm 0,43\text{ K}$ niedriger.

Eine genaue Inspektion zeigt, dass die Unterschiede signifikant von der absoluten Temperatur abhängig sind (vgl. Abbildung 3.26 a)). So beträgt der Unterschied bei sommerlichen 160 K lediglich $3,55\text{ K}$, bei winterlichen 230 K dagegen $6,30\text{ K}$. Da die Rotationstemperatur aus den relativen Linienintensitäten berechnet wird, die durch die Kalibration geändert werden, ist es eher angebracht auch die relative Temperaturänderung durch die unterschiedlichen Kalibrationen zu

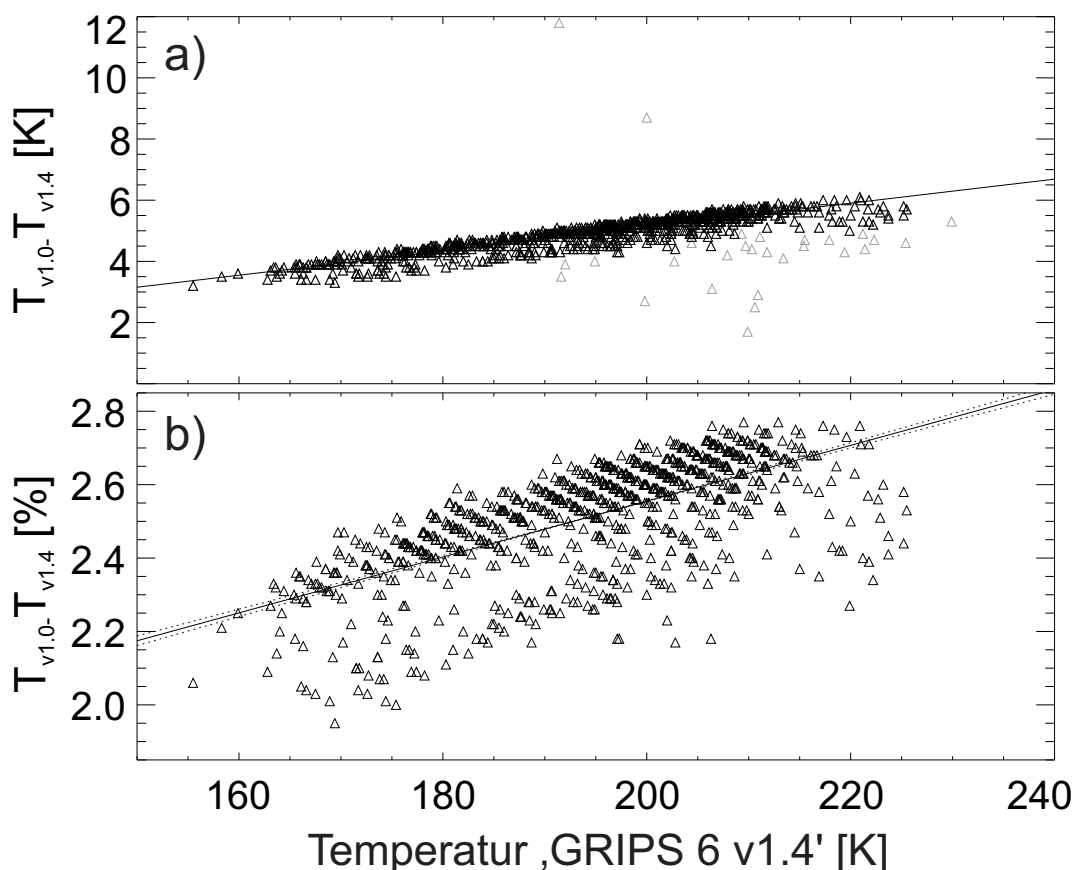


Abbildung 3.26: Unterschiede zwischen den Temperaturnachtmittelwerten vor (Version 1.0) und nach (Version 1.4) der Rekalibration von GRIPS 6. Die lineare Abhängigkeit beträgt 0,039 K/K, berücksichtigt wurden dabei nur Werte innerhalb der 2σ -Umgebung (schwarze Dreiecke). In der relativen Betrachtung b) beträgt die Steigung lediglich 0,0076%/K bei einem Mittelwert von 2,51%.

betrachten und nicht die absolute. Abbildung 3.26 b) zeigt, dass die relative Temperaturänderung zwischen den Kalibrationen nahezu konstant etwa 2,51% ($\pm 0,16\%$) beträgt. Eine geringe Abhängigkeit von der absoluten Temperatur verbleibt jedoch. So beträgt der Unterschied bei 160 K offenbar 2,25%, bei 230 K dagegen 2,78%. Dieser Effekt ist auf die in Kapitel 2.4 beschriebene nichtlineare Abhängigkeit der Temperatur von den Linienverhältnissen zurückzuführen, die dazu führt, dass geringe Änderungen der Intensitäten bei höheren Temperaturen größere Auswirkungen auf die abgeleitete Rotationstemperatur haben als bei niedrigen Temperaturen (vgl. Abbildung 2.8).

Bemerkenswert ist auch die endliche Streubreite der Temperaturen, denn den Berechnungen liegen identische Rohdaten zugrunde. Hier führen die unterschiedlichen Kalibrationen im komplizierten Verfahren der Temperaturberechnung dazu, dass die einzelnen Spektren geringfügig anders beurteilt, entsprechend aussor-

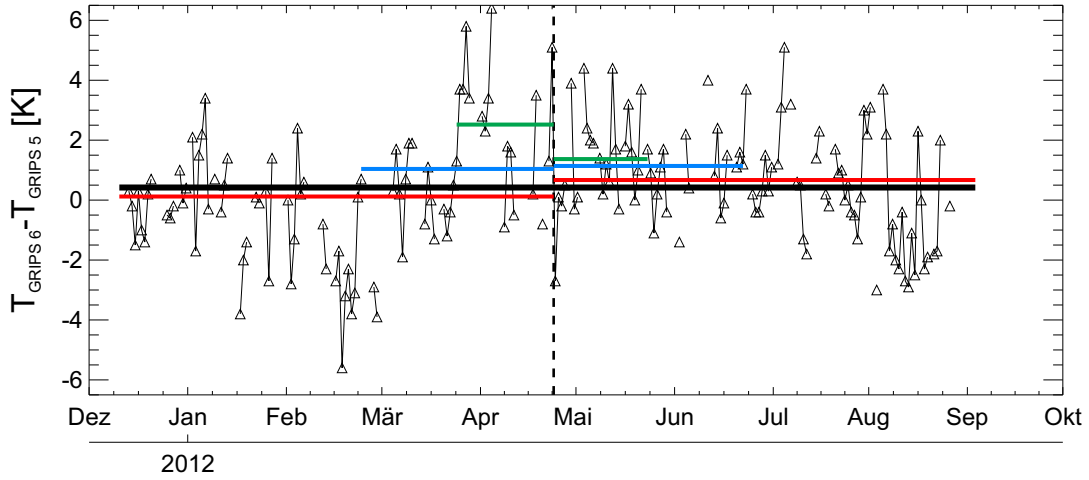


Abbildung 3.27: Vergleich der Nachtmittelwerte von GRIPS 6 und GRIPS 5 vor und nach dem Umzug von GRIPS 6 in das neue Labor (vertikale gestrichelte Linie). Je nachdem, welcher Zeitraum berücksichtigt wird, unterscheiden sich ihre Temperaturen mehr oder weniger (horizontale Linien). Die genauen Differenzen sind in Tabelle 3.2 zusammengefasst.

tiert oder anders gewichtet werden. Insgesamt tragen nach der Rekalibration 1,7% mehr Spektren zu den Nachtmittelwerten bei. Einige Nächte zeigen deutlichere Abweichungen vom erwarteten Verlauf - systematisch zu niedrigeren Differenzen hin. Für die Berechnung der in Abbildung 3.26 b) gezeigten Ausgleichsgeraden wurden daher die 3% der Werte mit der deutlichsten Abweichung nicht berücksichtigt (grau dargestellt). Die Streuung um die Ausgleichsgerade beträgt dann noch 0,2 K/K. Insgesamt erfasst der Vergleich der Kalibrationen damit 921 (bzw. 949) Nächte aus 39 Monaten Beobachtungszeit.

Abbildung 3.27 zeigt nun den Vergleich zwischen den GRIPS 5 und den GRIPS 6 Messungen nach der Rekalibration von GRIPS 6. Der Umzug von GRIPS 6 in das neue Labor fand am 24.4.2012 statt (senkrechte gestrichelte Linie). Der Vergleich der beiden Datensätze wird dadurch erschwert, dass es nicht möglich war, beide Instrumente so auszurichten, dass sie dieselbe Region in der Mesopause betrachten. Während mit dem GRIPS 6 Zenitbeobachtungen durchgeführt werden, ist das GRIPS 5 unter einem Zenitwinkel von 45° betrieben worden. Horizontal liegen die beiden Gesichtsfelder dadurch etwa 87 km auseinander. Offenbar führt bereits diese geringe Abweichung zu einer verstärkten Streuung der Temperaturen. Während einiger Phasen beträgt der Unterschied zwischen den beiden Instrumenten deutlich mehr oder deutlich weniger als null Kelvin. Der mittlere Unterschied beträgt $0,42 \text{ K} \pm 0,15 \text{ K}$. Über den gesamten Zeitraum betrachtet scheint sich die Temperaturdifferenz zwischen beiden Instrumenten durch den Umzug um etwa 0,55 K erhöht zu haben (rote Linien). Legt man dagegen nur die 30 Tage unmittelbar vor und nach dem Umzug zugrunde, hätte

Tabelle 3.2: Vergleich der Nachtmittelwerte von GRIPS 6 (Version 1.4) und GRIPS 5 vor und nach dem Umzug von GRIPS 6 in das neue Labor. Es wurden nur Nächte berücksichtigt, in denen beide Instrumente mindestens vier Stunden gemessen haben und sich die Gesamtmesszeit um nicht mehr als eine Stunde unterscheidet.

Zeitraum	ΔT_{G6-G5} [K]	1 σ - Streuung [K]	Anzahl der Nächte
gesamter Zeitraum	$0,42 \pm 0,15$	2,01	181
vorher	$0,12 \pm 0,24$	2,19	85
nachher	$0,67 \pm 0,18$	1,81	96
30 Tage vorher	$2,52 \pm 0,54$	2,21	17
30 Tage nachher	$1,37 \pm 0,33$	1,69	25
60 Tage vorher	$1,04 \pm 0,40$	2,37	36
60 Tage nachher	$1,14 \pm 0,23$	1,54	44

sich die Differenz sogar um 1,15 K erniedrigt (grüne Linien). Wird der Vergleich auf ± 60 Tage ausgedehnt, beträgt die Differenz nur 0,1 K und ist kleiner als ihre berechnete Unsicherheit (blaue Linien). In Tabelle 3.2 sind die genauen Temperaturdifferenzen zwischen GRIPS 5 und GRIPS 6 inklusive ihrer Unsicherheiten zusammengefasst. Da sich die Ergebnisse allein aufgrund des gewählten Mittelungszeitraums unterscheiden, stellt eine exakte Bestimmung der Höhe des potentiellen Sprungs in der Zeitreihe eine große Herausforderung dar. Die oben diskutierte systematische Abweichung von 4,9 K vor dem Umzug würde sich aber in allen Fällen deutlich zeigen.

Es ist davon auszugehen, dass diese Unterschiede durch die atmosphärische Variabilität bedingt sind. Dabei können einzelne Nächte besonders durch Schwerewellenaktivität beeinflusst sein. In Anbetracht der Tatsache, dass die typische Variabilität innerhalb einer Nacht in der Größenordnung von ± 10 K liegt und GRIPS 5 sowohl in Richtung Alpenkamm (einer Quellregion für Schwerewellen) ausgerichtet als auch mit einem Parabolspiegel ausgerüstet wurde, um Schwerewellen besser detektieren zu können, erscheint dies durchaus plausibel. Über den Zeitraum von mehreren Tagen bis zu wenigen Wochen wirken sich dagegen eigentlich nur planetare Wellen aus. Aufgrund der großen Skalen dieser Wellen erscheint es bei der geringen Entfernung zwischen den Gesichtsfeldern der Instrumente allerdings fraglich, ob die Differenzen tatsächlich auf eine unterschiedliche Wahrnehmung dieser Wellen zurückzuführen sind. Denkbar wäre dagegen, dass planetare Wellen die Ausbreitungsbedingungen für Schwerewellen ändern und so indirekt die Variabilität der Differenzen auf diesen Zeitskalen verursachen. Änderungen auf noch größeren Zeitskalen lassen sich am ehesten durch den Jahresgang der OH-Temperaturen erklären, der eine klare Breitenabhängigkeit hat. Da GRIPS 5 mit einem Azimutwinkel von 204° Richtung SSW ausgerichtet war,

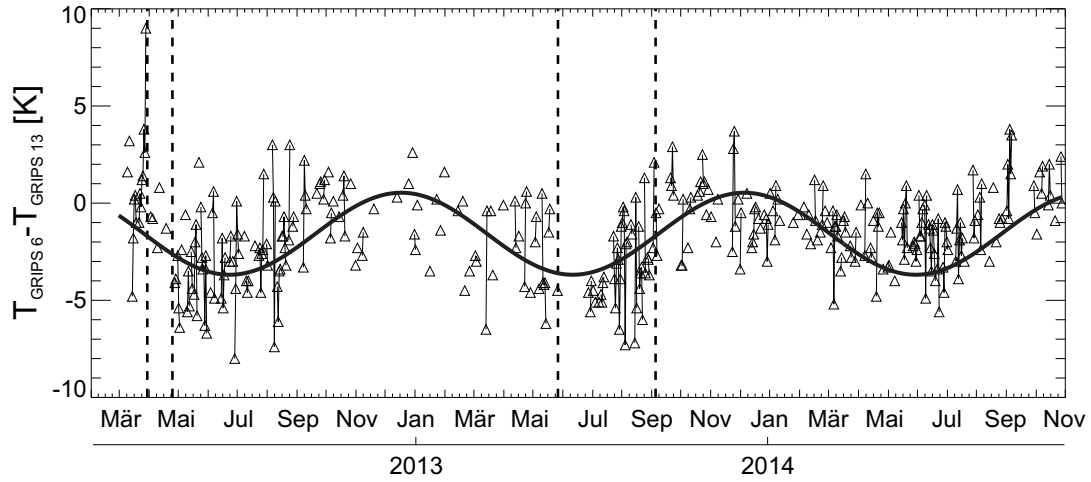


Abbildung 3.28: Vergleich der Nachtmittelwerte von GRIPS 6 und GRIPS 13 von Februar 2012 bis November 2014. Trotz diverser Änderungen an den Instrumenten (senkrechte Linien) lässt sich eine periodische Schwankung der Differenzen klar erkennen (schwarze Kurve: 354 Tage Schwingung). In den Sommermonaten sind die Differenzen größer als in den Wintermonaten.

wäre dies eine Erklärungsmöglichkeit. Deutlich erkennbar ist, dass sich die Differenzen zwischen den beiden Instrumenten ab etwa Anfang August, also am Ende des Sommers, um etwa 2 K in Richtung negativer Werte ändern. Leider endet der Vergleichszeitraum bald und erstreckt sich auch insgesamt über lediglich 270 Tage, so dass kein ganzes Jahr abgedeckt wird.

Der entsprechende Vergleich kann jedoch mit dem Instrument GRIPS 13 erfolgen. Abbildung 3.28 zeigt den Unterschied der Temperaturen zwischen GRIPS 6 und GRIPS 13 zwischen dem 28.2.2013 bis zum 12.8.2014. Dieser Zeitraum muss in mehrere Bereiche unterteilt werden, in denen es zu größeren Änderungen an den Instrumenten kam. Anfangs wurde GRIPS 13 für eine Studie zur Optimierung der Belichtungszeit verwendet. Dabei wurden fast täglich Änderungen am Instrument vorgenommen, die dazu führen, dass die Zeitreihen erst ab dem 29.3.2012 vergleichbar sind. Von da an wurde es bis zum 27.5.2013 mit einer Zeitauflösung von 5 Sekunden unter einem Zenitwinkel von 65° betrieben; danach unter einem Zenitwinkel von 45° bei gleichbleibender Zeitauflösung. Am 5. September 2013 erfolgte eine umfangreiche Rejustierung des GRIPS 6, die seitdem eine geringere Streuung der Messwerte von GRIPS 6 bewirkt. Unabhängig von den Änderungen an den beiden Instrumenten schwanken die Residuen im Wechsel der Jahreszeiten deutlich. Eine Spektralanalyse des gesamten Zeitraums von 977 Tagen ergibt eine Oszillation von 354 Tagen (± 1 Tag) mit einer Amplitude von $2\text{K} \pm 0,2\text{K}$. Wird die Analyse für die Zeiträume unterschiedlicher Zenitwinkel getrennt durchgeführt (je 424 Tage bzw. 553 Tage), ergeben sich für den Zeitraum mit 65° -Zenitwinkel eine Periode von 311 Tagen (± 6 Tage) mit $2,5\text{K} \pm 0,2\text{K}$ Amplitude und für den Zeit-

raum mit 45° -Zenitwinkel eine Periode von 310 Tagen (± 5 Tage) mit $1,9\text{K} \pm 0,2\text{K}$ Amplitude.

Aufgrund der höheren Zeitauflösung von GRIPS 13, die zu einer geringeren Signalstärke führt, werden bei der Temperaturberechnung mehr Spektren aussortiert, so dass die effektive Messdauer in der Regel kürzer ist als bei GRIPS 6. Für die Analyse wurde der Vergleich daher für Nächte durchgeführt, die sich in der Messdauer um maximal eine, zwei oder drei Stunden unterscheiden. Die Unsicherheitsangaben für die Perioden und Amplituden spiegeln die Ergebnisse der einzelnen Vergleiche wieder. Die Varianz der dargestellten Residuen ließ sich durch diese Einschränkung zunächst um 19% reduzieren, die Subtraktion des Jahresgangs senkt sie dann um weitere 14%. Im Mittel sind die Temperaturen des GRIPS 13 schließlich um $1,6\text{K} \pm 2,2\text{K}$ höher als diejenigen von GRIPS 6. Im Sommer kann dieser Unterschied aufgrund des Jahresgangs auf bis zu $3,6\text{K}$ anwachsen und sich im Winter mit $-0,4\text{K}$ sogar umkehren. Diese vier Kelvin Änderung zwischen Sommer und Winter können jedenfalls nicht durch Unsicherheiten der Kalibrationen erklärt werden. Selbst wenn man die Betrachtung nicht anhand der absoluten Temperaturunterschiede sondern wie oben beschrieben anhand von relativen Unterschieden durchführt, lässt sich leicht zeigen, dass ein Instrument konsequent höhere (oder niedrigere) Temperaturen liefern müsste. Dabei müssten die Unterschiede bei niedrigen Sommertemperaturen geringer ausfallen als im Winter. Ob es sich dagegen tatsächlich um einen breitenabhängigen Jahresgang handelt, der sich hier manifestiert, oder gar um den potentiellen Einfluss von variierender Wasserdampfkonzentration auf die Transmission der Atmosphäre und damit auf die Temperaturberechnung (vgl. Kapitel 2.5) lässt sich bei diesen beiden Instrumenten aufgrund der beschriebenen Änderungen am Aufbau nicht mit Sicherheit feststellen.

Eine solche Untersuchung gestaltet sich einfacher an den Systemen GRIPS 7 und GRIPS 8 auf der UFS. Beide Instrumente sind völlig baugleich und waren zwischen dem 2. September 2010 und dem 17. Oktober 2011 parallel nach Süden ausgerichtet. Danach wurde der Zenitwinkel von GRIPS 7 vorübergehend bis zum 18.9.2013 von 45° auf 61° vergrößert. Dadurch sind die Gesichtsfelder dieses Zeitraums möglichst nah beieinander aber vollständig disjunkt. Anschließend wurde der Zenitwinkel auf 45° zurückgestellt. Abbildung 3.29 zeigt eine Auftragung der Nachtmittelwerte von GRIPS 7 gegen diejenigen von GRIPS 8 für die verschiedenen Zeiträume. Wie beim vorangegangenen Vergleich zwischen GRIPS 13 und GRIPS 6 in Oberpfaffenhofen werden auch für diesen Vergleich nur Nächte berücksichtigt, in denen beide Instrumente mindestens 4 Stunden OH-Spektren registriert haben und sich die Messzeit zwischen beiden um weniger als eine Stunde unterscheidet. Im ersten Zeitraum a) beträgt die Differenz der Temperaturen im Mittel um $2,02\text{K} \pm 1,28\text{K}$. Dabei ist zwar scheinbar eine leichte Abhängigkeit von der absoluten Temperatur zu erkennen, diese ist jedoch nicht signifikant. Denn die Steigung der Ausgleichsgeraden beträgt lediglich $0,997\text{K}^{-1} \pm 0,006\text{K}^{-1}$. Im zweiten Zeitraum b) jedoch ändert sich dieser Zusam-

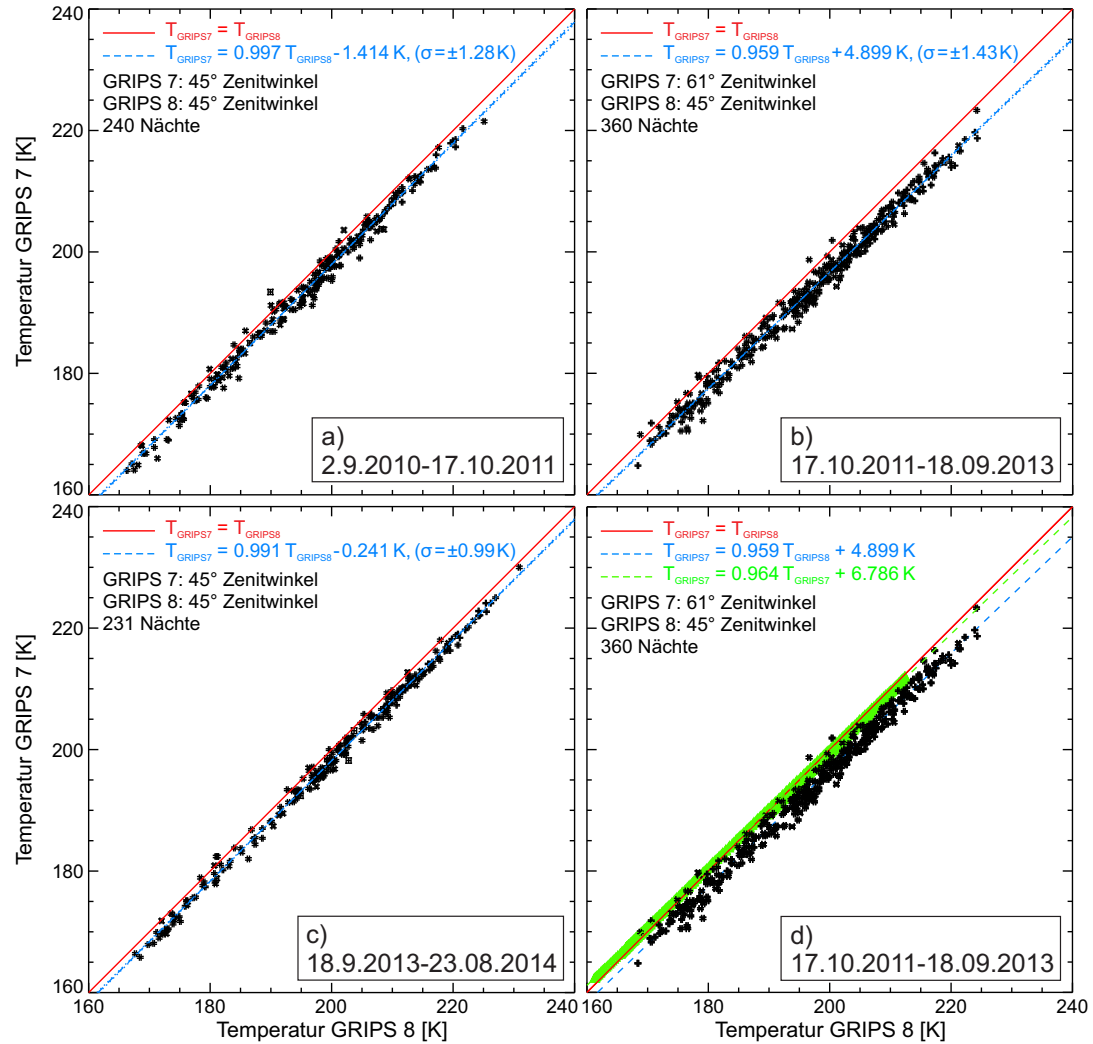


Abbildung 3.29: Aus GRIPS 7 abgeleitete Nachtmittelwerte der OH-Temperatur im Vergleich mit Temperaturen aus GRIPS 8. In Zeitraum a) und c) sind die Gesichtsfelder der Instrumente deckungsgleich, im dazwischenliegenden Zeitraum b) ist das Gesichtsfeld von GRIPS 7 weiter nach Süden ausgerichtet. Für diesen Zeitraum sind in d) zusätzlich die gemäß der MSISE-Klimatologie zu erwartenden Unterschiede dargestellt (grün), siehe auch Abbildung 3.30.

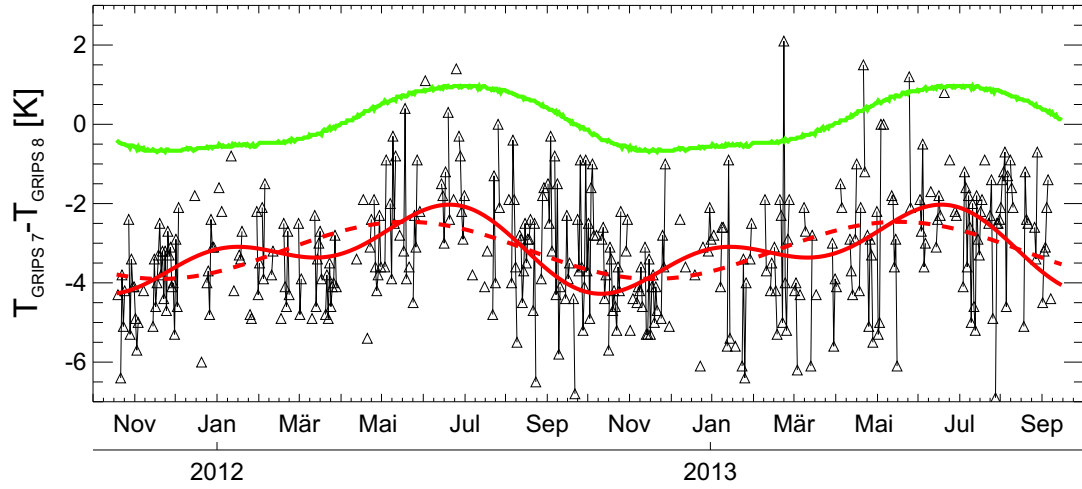


Abbildung 3.30: Differenz der Nachtmittelwerte von GRIPS 7 und GRIPS 8 (schwarz) während unterschiedlicher Ausrichtung ihrer Gesichtsfelder. Der grüne Verlauf stellt die nach der MSISE-Klimatologie zu erwartenden Differenzen dar. Die roten Kurven geben den Jahresgang (gestrichelt) bzw. die Überlagerung aus Jahres- und Halbjahresgangs (durchgezogen) wieder.

menhang deutlich. Zunächst steigt der mittlere Unterschied auf $3,18 \text{ K} \pm 1,43 \text{ K}$ an, allerdings gibt es diesmal auch eine klare Abhängigkeit von der absoluten Temperatur, die Steigung der Ausgleichsgeraden beträgt $0,959 \text{ K}^{-1} \pm 0,006 \text{ K}^{-1}$. Im Kontrollzeitraum c), in dem die Gesichtsfelder der Instrumente wieder deckungsgleich sind, lässt sich der ursprüngliche Zusammenhang mit einem Unterschied von $1,82 \text{ K} \pm 0,99 \text{ K}$ wieder reproduzieren, auch die Steigung der Ausgleichsgeraden stimmt mit $0,991 \text{ K}^{-1} \pm 0,004 \text{ K}^{-1}$ im Rahmen der Messgenauigkeit mit der ursprünglichen Steigung überein. In Abbildung 3.29 c) ist zusätzlich der Verlauf der Temperaturen, wie sie sich aus der MSISE-Klimatologie ergeben, aufgetragen. Zur Vereinfachung wurde auf eine Variation der Einstellparameter (u.a. Magnetfeldstärke, Sonnenaktivität u.ä.) bei den klimatologischen Werten verzichtet. Stattdessen wurden die Mitternachtstemperaturen der für die OH-Emission relevanten Höhen von 83 km, 87 km und 91 km gemittelt. Im Vergleich mit den Messdaten zeigt sich, dass die Klimatologie im Mittel einen Unterschied von lediglich $0,06 \text{ K} \pm 0,60 \text{ K}$ vorhersagt. Ebenso weist die Klimatologie für beide Orte sowohl im Sommer wie im Winter deutlich niedrigere Temperaturen aus (etwa 10 K). Bemerkenswert ist jedoch die Übereinstimmung der Ausgleichsgeraden durch die MSIS-Temperaturen mit derjenigen durch die Messdaten. Denn auch hier zeigt sich mit $0,964 \text{ K}^{-1} \pm 0,001 \text{ K}^{-1}$ nicht nur eine deutliche Abweichung von eins, sondern im Rahmen der Genauigkeit auch eine Übereinstimmung mit den Messungen.

Dieser Zusammenhang wird daher noch einmal genauer untersucht. Abbildung 3.30 zeigt den Verlauf der Temperaturdifferenzen zwischen GRIPS 7 und

GRIPS 8 für diesen Zeitraum. In grün ist der Verlauf der MSISE-Temperaturen dargestellt. Dieser zeigt ein ausgeprägtes Maximum im Sommerhalbjahr, der sich auch in den Daten identifizieren lässt. Mit einer Spektralanalyse (HA) ließ sich die Periode dieser Variation in den Messdaten nicht präzise bestimmen (347 ± 55 Tage), daher wurden zwei Anpassungen mit fest vorgegebenen Perioden von 365 Tagen und 182,5 Tagen vorgenommen. Für den Jahresgang wird dabei eine Amplitude von 0,72 K und für den Halbjahresgang von 0,57 K gefunden. Der Jahresgang allein (rot gestrichelt) zeigt ein etwa 1,5 Monate früher auftretendes Maximum, nach der Überlagerung von beiden Oszillationen (durchgezogen rot) fallen die Maxima mit denen der MSISE-Klimatologie zusammen. Der Verlauf zwischen den Sommermaxima zeigt jedoch, dass der Halbjahresgang in MSISE weniger stark ausgeprägt ist. Die Bedeutung des Halbjahresgangs in der Anpassung sollte nicht überschätzt werden. Während die Subtraktion des Jahresgangs die Varianz der Residuen um immerhin 10% reduziert, liefert der Halbjahresgang nur noch eine Verbesserung von etwa 3%. Auch hier sorgt allerdings die zu Beginn vorgenommene Beschränkung auf Nächte mit mindestens 4 Stunden Messzeit und maximal einer Stunde Messzeitunterschied zwischen beiden Instrumenten den größten Beitrag mit 34% Reduktion der Varianz. Nächte mit kürzerer Messzeit bzw. Unterschieden in der Messzeit sind in der Regel auf schlechtes Wetter, Instrumentenprobleme und in diesem speziellen Fall auch auf den regelmäßig durch das Gesichtsfeld der Instrumente ziehenden Mond zurückzuführen.

Da die Amplituden des Jahresgangs in den Daten mit etwa 0,75 K dieselbe Größe aufweisen wie im Modell, deutet nichts auf einen signifikanten Einfluss durch Wasserdampfabsorption hin. Allenfalls der Anstieg des mittleren Temperaturunterschieds von etwa 1,9 K auf 3,2 K könnte auf den Einfluss von Wasserdampf zurückzuführen sein. Durch die Erhöhung des Zenitwinkels von 45° auf 61° verlängert sich die atmosphärische Weglänge um gut 30%. Gleichzeitig entspricht die Änderung der Temperaturdifferenz etwa 40%. Allerdings bleiben einige Zweifel hinsichtlich dieser Interpretation bestehen, da es sich um eine Temperaturverringerung handelt, die zwar mittels der HITRAN-Datenbank vorhergesagt wurde, aber im Widerspruch zu der Vorhersage von Espy and Stegman (2002) und der Tatsache steht, dass eine systematische Temperaturerhöhung beobachtet werden kann, wenn die OH-Spektren eindeutig durch Wolken beeinflusst sind (vgl. Abbildung 2.23). Klarheit könnte hier eine dezidierte Studie bringen, in der zwei Instrumente unter möglichst gleichen Randbedingungen, aber unterschiedlichen atmosphärischen Wegstrecken, dieselbe Region in der Mesopause beobachten. Ideal wäre es, beide Instrumente in den Zenit schauen zu lassen, aber die Instrumente selbst an Standorten in unterschiedlichen Höhen zu platzieren. Bei Ausrichtung in den Zenit sind die Unsicherheiten bzgl. der Deckungsgleichheit der Gesichtsfelder und ihrer Größe minimal. Am niedrigeren Standort hätte die Strahlung dann die längere Wegstrecke durch die Atmosphäre und zudem durch die Region mit der höchsten absoluten Wasserdampfkonzentration. Solch ein Aufbau ließe sich unter Umständen am Schneefernerhaus verwirklichen, das

mit 2650 m Seehöhe etwa 2000 m über der Talhöhe von Garmisch-Partenkirchen liegt. Zu diesem Vergleich sollten Messungen der Wasserdampfkonzentration hinzugezogen werden, die sich einerseits aus Satellitendaten ableiten lassen, aber auch vom Boden aus am Schneefernerhaus vorgenommen werden.

3.8 Vergleich mit LIDAR Systemen

Im November 2010 wurde das GRIPS 9 Instrument am Arctic Lidar Observatory for Middle Atmosphere Research (ALOMAR, im NDMC Kontext auch ALR) in Andenes, Norwegen installiert. Die dort erhobenen Daten können mit dem ebenfalls dort befindlichen Natrium-Resonanzlidar verglichen werden. Letzteres regt die Natrium-Dublettlinien bei 589 nm an und tastet die Linienform an mehreren spektralen Positionen ab, so dass über die Laufzeitinformation des ausgesandten Lichtpulses eine Höhenauflösung von etwa 1 km erreicht wird, während aus der Linienform die Temperatur der emittierenden Atome bestimmt werden kann. Das Natrium-Lidar liefert Daten für einen Bereich von etwa ± 15 km um die Schicht des natürlichen Na-Leuchtens in 92 km Höhe (s. Abschnitt 2.2). Im Gegensatz zu den GRIPS-Instrumenten sind jedoch längere Integrationszeiten von einigen Minuten erforderlich. Zudem ist der Betrieb des Lidars vergleichsweise aufwendig, so dass es nur während guter Beobachtungsbedingungen aktiviert wird. Daher fällt die gesamte Beobachtungszeit gegenüber den GRIPS-Systemen deutlich geringer aus. Nicht zuletzt wegen der Herausforderungen beim Betrieb des Lidars und bei der Interpretation seiner Daten ist die Auswertung des Instrumentenvergleichs noch nicht abgeschlossen. Für die in Abbildung 3.31 dargestellten Messnächte, werden die Temperaturen des Na-Lidars an die OH-Messungen angepasst. Dabei werden die Lidarprofile, die ursprünglich über eine Höhenauflösung von 150 m verfügen und regulär durch Mittelung über 10 Schritte bereits zu 1,5 km zusammengefasst werden, mit dem von Baker and Stair (1988) publizierten mittleren Wert für Höhe und Ausdehnung der OH-Schicht gewichtet (Höhe: 87 km, volle Halbwertsbreite: 8 km). In den fraglichen Nächten fällt die Lidartemperatur im Mittel 9,7 K bis 12,6 K höher aus als die aus den OH-Messungen ermittelte Temperatur. Dies kann viele Ursachen haben: so handelt es sich bei der Darstellung der OH-Schicht durch eine Gauß-Funktion lediglich um eine Annäherung an ihre tatsächliche Form, die in der Regel an der Unterseite steiler abfällt und sich an der Oberseite in größere Höhen erstrecken kann. Bei den Angaben für Höhe und Ausdehnung der OH-Schicht handelt es sich zudem um statistische Mittelwerte. Die Lage der Mesopause kann im Winter aber auf eine Höhe von etwa 100 km steigen. Wenn die OH-Schicht im konkreten Fall asymmetrisch aufgebaut ist und sich an ihrer Oberseite in größere Höhen erstreckt, tragen zur OH-Temperatur folglich Atmosphärenbereiche niedrigerer Temperatur bei. Unter Berücksichtigung des diabatischen Temperaturgradienten von 9,5 K pro Kilometer in 90 km könnte eine Verschiebung der Schwerpunkthöhe um einen Kilometer die beobachteten

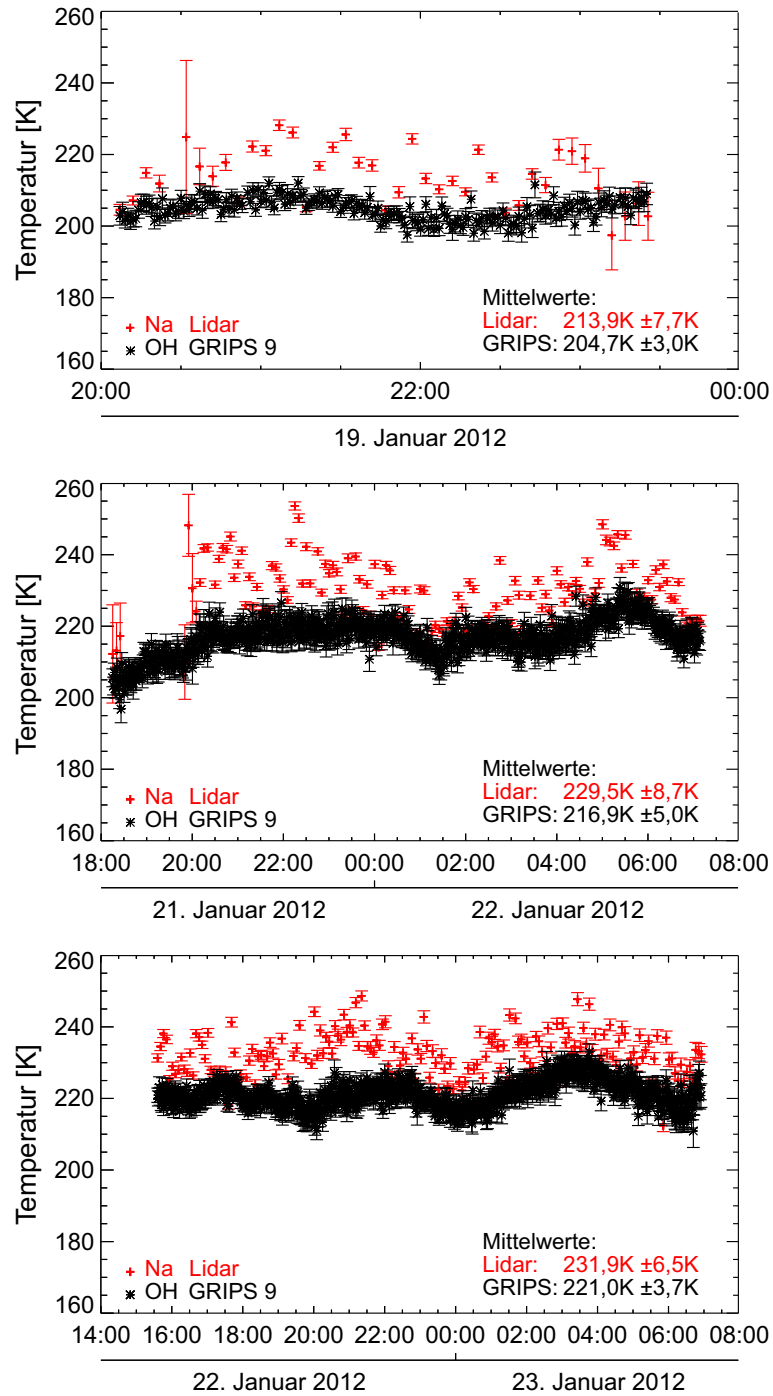


Abbildung 3.31: Erster vorläufiger Vergleich einiger Messnächte des GRIPS 9 und des Na-Lidars in ALOMAR (Dunker and Hoppe (private Mitteilung, 2014)). Bei der Auswertung werden die Temperaturprofile des Na-Lidars mit einer Gauß-Funktion gewichtet, deren Schwerpunkt in 87 km liegt und deren volle Halbwertsbreite 8 km beträgt. Die OH-Temperaturen fallen etwa 10 K niedriger aus und erfassen vorwiegend langperiodische Oszillationen, dadurch fällt auch ihre Streuung im Verlauf der Nacht geringer aus.

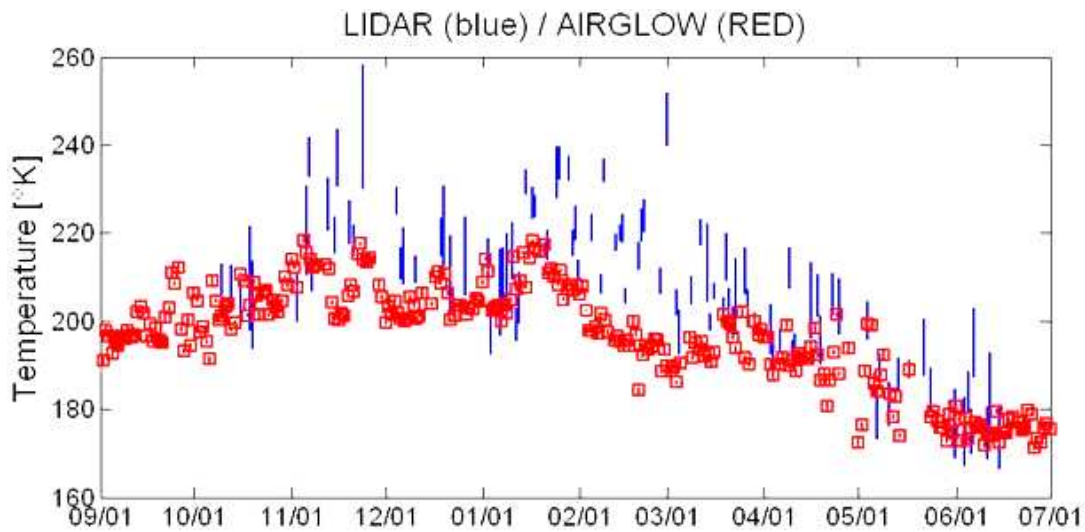


Abbildung 3.32: Von Le Pichon et al. (2013) berechneter Vergleich zwischen GRIPS 12 (rot) und dem RMR-Lidar (blau) an der Station OHP. Beide Systeme weisen denselben übergeordneten Verlauf auf; zwischen November 2012 und April 2013 sind die Temperaturen von GRIPS 12 jedoch deutlich niedriger. Die Unsicherheit der Lidartemperatur ist in dieser Höhe mit bis zu ± 15 K allerdings vergleichsweise hoch.

Unterschiede bereits vollständig erklären. Weiterhin sind die Einzelwerte bei der Berechnung der Mittelwerte nicht gewichtet worden. Besonders in der ersten und zu Beginn der zweiten Nacht zeigen die Unsicherheitsbereiche der individuellen Lidartemperaturen jedoch die stark schwankende Qualität der Einzelwerte. Einen großen Einfluss nimmt auch die unterschiedliche Messgeometrie der beiden Instrumente. Während GRIPS 9 über eine Fläche von 600 km^2 (in 87 km Höhe) mittelt, beschränkt sich der Querschnitt des Laserstrahls auch in 100 km noch auf wenige Dutzend Meter. Das um mehrere Größenordnungen kleinere Beobachtungsvolumen kann die höhere Variabilität in den Lidardaten erklären.

Insbesondere in der ersten Nacht zeigt sich in den OH-Daten deutlich eine Oszillation von etwa zwei Stunden Periode, diese ist in den Lidardaten so nicht erkennbar. Dafür weisen diese um etwa 20:50 UTC, 21:20 UTC, 21:50 UTC und 22:35 UTC Temperaturminima auf. Es könnte sich dabei um die Signatur einer kleineren Schwerewelle handeln, die im großen Gesichtsfeld des GRIPS 9 vollständig herausgemittelt wird. Die groben Verläufe in den anderen beiden Nächten sind dagegen vergleichbar. So lassen sich am 22.1.2012 das kleine Temperaturminimum um 01:00 UTC und das ausgeprägte Temperaturmaximum um 05:30 UTC in beiden Datensätzen identifizieren. In der dritten Nacht weisen beide Datensätze eine deutliche Schwingung mit etwa 6 Stunden Periode auf. In den OH-Temperaturen scheint sie jedoch etwa eine halbe Stunde später aufzutreten. Dies spricht wiederum dafür, dass die Signale aus leicht unterschiedlichen Höhen

stammen. Es ist daher wahrscheinlich, dass die Daten beider Instrumente zukünftig im Verlauf der weiteren Untersuchungen besser in Übereinstimmung gebracht werden können.

Ende Juni 2012 wurde das GRIPS 12 Instrument am Observatoire de Haute-Provence (OHP) in Südfrankreich in Betrieb genommen. Dort misst es neben einem leistungsstarken Rayleigh-Lidar, mit dem auch in der Höhe der OH-Schicht noch Messungen vorgenommen werden können. Im Gegensatz zu einem Natrium-Resonanzlidar sind jedoch noch einmal deutlich höhere Integrationszeiten erforderlich, so dass sich für etwa 90 km Höhe letztlich nur ein einziger hinreichend genauer Temperaturwert pro Nacht ableiten lässt. Erschwerend kommt hinzu, dass für die Temperaturberechnung aus diesen Lidardaten a priori Informationen über den Druck benötigt werden, der in der Regel aus klimatologischen Mitteln entlehnt wird, im Einzelfall aber stark vom tatsächlichen Druck abweichen kann. Erst in Höhen unterhalb von 65 km ist der Einfluss der a priori Information auf die berechnete Temperatur vernachlässigbar (Hauchecorne and Chanin (1980)). Ein erster von Le Pichon et al. (2013) durchgeführter Vergleich der beiden Systeme ist in Abbildung 3.32 dargestellt. Mit beiden Systemen lässt sich der Jahresgang gleichermaßen beobachten. Ebenso werden Phasen kurzer Temperaturerhöhung im November 2012 und im Januar 2013 von beiden Systemen registriert. Allerdings weichen die Temperaturen zwischen November 2012 und April 2013 trotz der großen Unsicherheiten des Lidars signifikant voneinander ab. Ob die Ursache hierfür in der Atmosphärendynamik, z.B. einer Stratosphärenenerwärmung in diesem Winter, oder in den unterschiedlichen Messmethoden liegt, kann noch nicht abschließend geklärt werden. Es besteht zumindest die Möglichkeit die aus dem GRIPS 12 ermittelten Temperaturen als Starwerte für die iterative Bestimmung der Temperaturen des Rayleighlidars zu verwenden.

Kapitel 4

Ergebnisse und Diskussion

4.1 GRIPS Beobachtungsmessnetz

Aufgrund der hohen individuellen Zuverlässigkeit der Instrumente ist es seit der ersten Inbetriebnahme des GRIPS 5 im November 2008 gelungen, in Europa und darüber hinaus mehrere NDMC-Stationen mit einem solchen Instrument auszurüsten bzw. neue Stationen zu etablieren. Die Anzahl der Instrumente, die hervorragende Vergleichbarkeit ihrer Daten und die geographische Verteilung der Stationen ermöglichen daher Studien, die in dieser Art zuvor kaum möglich waren. Dies betrifft einerseits eher technische Aspekte wie die Ermittlung der Repräsentativität einzelner Messungen oder Stationen aber insbesondere auch wissenschaftliche Fragestellungen wie die Ausbreitung und Veränderung atmosphärischer Wellen, wenn sie an einer Station mit mehreren Instrumenten oder gar an mehreren Stationen nachgewiesen werden können. Nach der Diskussion der eher technischen Aspekte im vorangegangenen Kapitel werden in den folgenden Abschnitten charakteristische Eigenschaften der Beobachtungen bzw. der einzelnen Stationen diskutiert. In diesem Zusammenhang wird auch auf die neuen wissenschaftlichen Erkenntnisse, die sich daraus ableiten lassen, eingegangen.

4.2 Jahresgänge

Der charakteristische Temperaturverlauf eines Jahres ist gegeben durch hohe Temperaturen im Winter und niedrige Temperaturen im Sommer. Dieser Jahresgang ist in unterschiedlichen geographischen Breiten unterschiedlich stark ausgeprägt. Die Abbildungen 4.2 und 4.3 zeigen die Jahresgänge der Stationen ALOMAR, Oberpfaffenhofen, Observatoire de Haute-Provence und Tel Aviv. Der Jahresgang ist in Nordnorwegen bei ca. 69° N mit Temperaturen um 230 K im Winter und Temperaturen von etwa 150 K bis 160 K gegen Anfang Mai und Mitte August besonders stark ausgeprägt. In dem nicht für OH-Messungen zur Verfügung stehenden Zeitraum im eigentlichen Sommer fallen die Temperaturen weiter bis

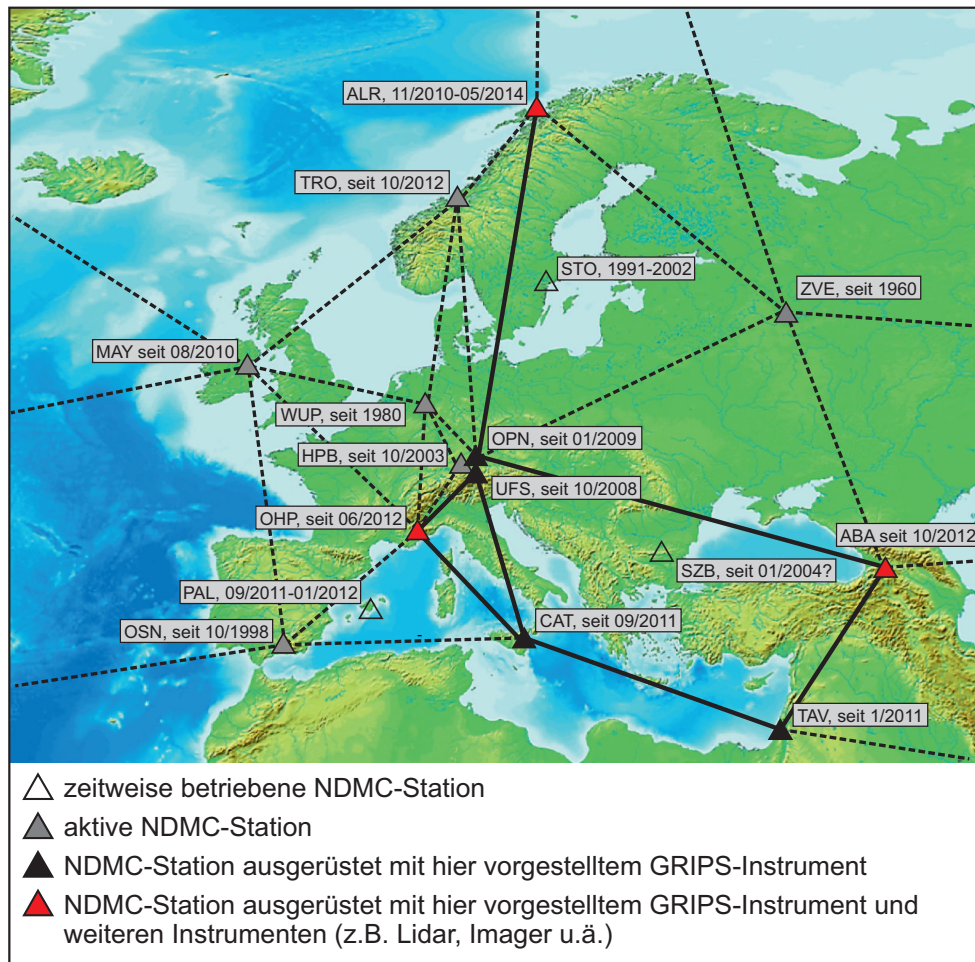


Abbildung 4.1: NDMC-Messnetz in Europa (Stand Oktober 2014). Das bestehende Netzwerk wurde in den vergangenen Jahren an wichtigen Punkten mit neuen GRIPS-Instrumenten ergänzt. Die beiden Stationen OPN und UFS nehmen durch ihre geographische Lage im Zentrum Europas und ihre Ausstattung mit mittlerweile 6 Instrumenten (davon 4 GRIPS-Instrumente) im Dauerbetrieb eine tragende Rolle im NDMC ein. Ein weiteres Instrument (GRIPS 15) wird seit Februar 2013 an der Forschungsstation Neumayer III in der Antarktis betrieben.

ca. 140 K, (s. z. B. Fleming et al. (1990), Hedin (1991)). In Tel Aviv (32° N) dagegen ist der Jahresgang mit 185 K im Sommer und 210 K im Winter wesentlich weniger stark ausgeprägt. In den mittleren Breiten beträgt der Temperaturunterschied zwischen Sommer und Winter etwa 60 K. Die Jahresgänge der beiden nur etwa 600 km voneinander entfernten Stationen Oberpfaffenhofen (48° N) und Observatoire de Haute-Provence (44° N) ähneln sich dabei stark. Sie unterliegen offenbar denselben dynamischen Einflüssen.

Trotz der für einige Stationen noch geringen Beobachtungsdichte ist erkennbar, dass die Streuung der Werte um den mittleren Verlauf im Winter (von November bis Februar) größer ist als im Sommer. Besonders groß können diese Schwankungen in den ersten 40 Tagen des Jahres am Standort ALOMAR ausfallen. In Oberpfaffenhofen sind die Unterschiede zwischen Sommer und Winter nicht sofort offensichtlich; dies liegt vor allem an der gewählten Darstellung. Abbildung 4.4 zeigt daher den Temperaturverlauf dieses Standorts für die einzelnen Jahre getrennt. Der in dieser Abbildung dargestellte mittlere Verlauf wurde für jedes Jahr aus der Harmonischen Analyse bestimmt. Dabei wurden die Amplituden und Phasen von Jahresgang sowie Halb- und Dritteljahresgang (Perioden: 365,3, 182,6 und 121,8 Tage) individuell für jedes Jahr bestimmt. Es handelt sich hierbei um ein etabliertes Verfahren zur Beseitigung der langperiodischen saisonalen Änderungen (z.B. Höppner (2009), Offermann et al. (2010)).

Obwohl sich die Jahresmitteltemperaturen der einzelnen Jahre mit 193 K bis 196 K nur wenig unterscheiden, weisen die saisonalen Verläufe doch starke Unterschiede auf. Betrachtet man nun die Streuung der Einzelwerte um den jeweiligen mittleren Verlauf, ist jetzt auch an diesem Standort die stärkere Streuung der Werte in den Wintermonaten offensichtlich. Ursächlich für die Streuung sind in erster Linie planetare Wellen, auf die im folgenden Abschnitt näher eingegangen wird. Die Unterschiede in der Ausprägung des Jahresgangs und seiner höheren Harmonischen bewirken offenbar, dass in der in Abbildung 4.3 gezeigten Stapelung die Streuung über das gesamte Jahr hinweg ähnlich hoch ausfällt. Dadurch tritt in dieser Darstellung die erhöhte Variation im Winter nicht hervor.

Tabelle 4.1 zeigt die Amplituden der Jahresgänge für die einzelnen Standorte im Vergleich - mit Ausnahme von ALOMAR, wo der vollständige Jahresgang nicht erfasst werden kann. In runde Klammern gesetzte Werte stammen aus Jahren, in denen an kritischen Stellen Datenlücken vorhanden sind, die eine korrekte Berechnung des Jahresgangs verhindern. Werte, die in eckige Klammern gesetzt wurden, kennzeichnen Instrumente, an denen im Laufe der Messungen größere Änderungen vorgenommen wurden. Dies betrifft in erster Linie die Instrumente GRIPS 13 in Oberpfaffenhofen und GRIPS 7 auf dem Schneefernerhaus, deren Gesichtsfelder für verschiedene Studien mehrfach verändert wurden. An beiden Standorten gibt es weitere Instrumente, aus denen sich der Jahresgang dennoch bestimmen lässt. Im Sommer 2010 sind die mit GRIPS 6 in Oberpfaffenhofen gemessenen Temperaturen gegenüber den anderen Instrumenten und Stationen signifikant erhöht, es konnte jedoch kein instrumenteller Fehler entdeckt werden.

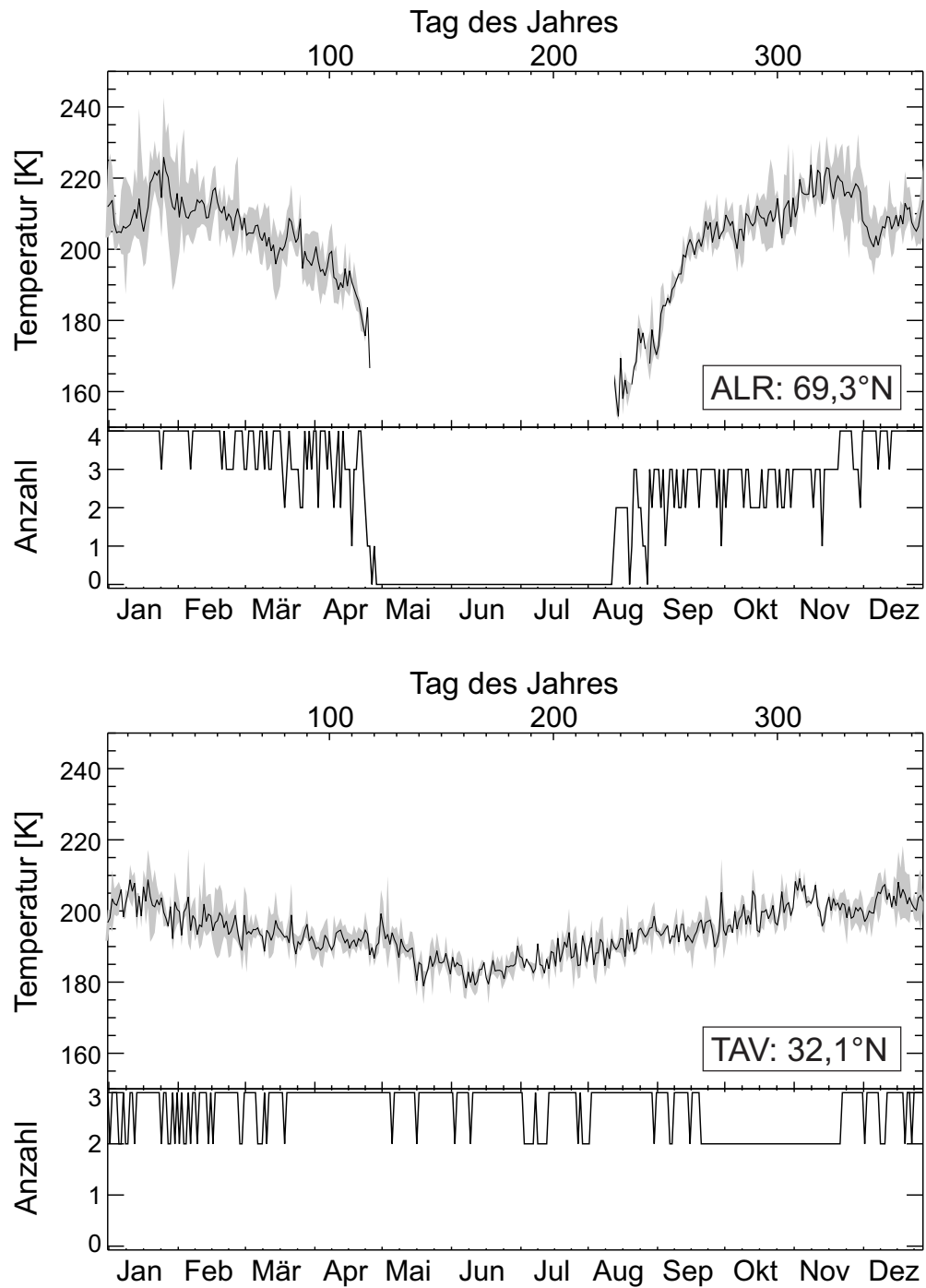


Abbildung 4.2: Mittlere Jahressgänge der OH-Temperatur in hohen Breiten und niedrigen Breiten (schwarz). Die grauen Bereiche stellen die höchste bzw. niedrigste mit GRIPS gemessene Temperatur am jeweiligen Standort dar. Das kleinere Diagramm zeigt, wie viele Messnächte zum darüber dargestellten Mittelwert beigetragen haben.

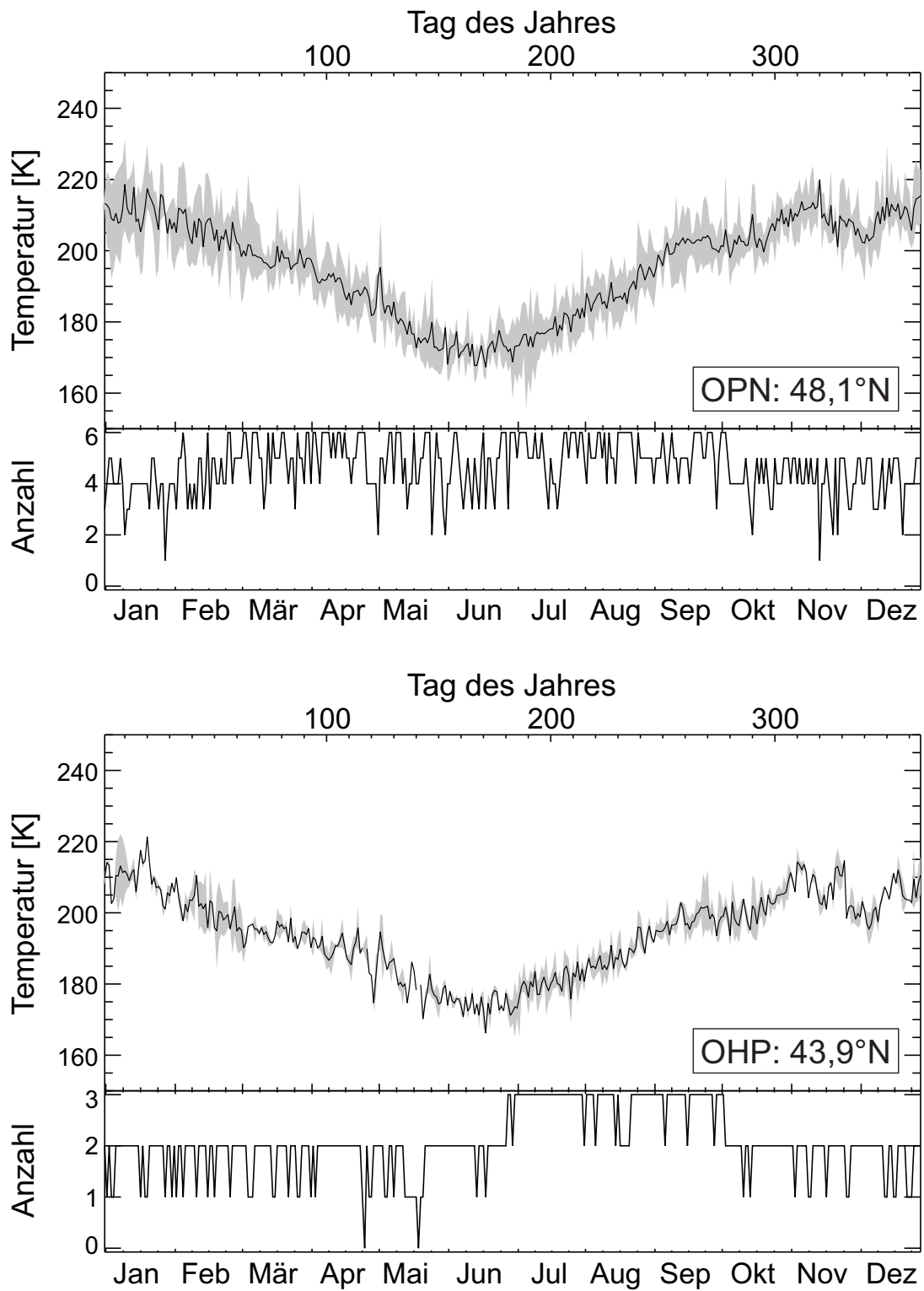


Abbildung 4.3: Wie Abbildung 4.2 für die Standorte Oberpfaffenhofen und Observatoire de Haute-Provence. Die Jahresgänge der nur 600 km voneinander entfernten Stationen weisen große Gemeinsamkeiten auf.

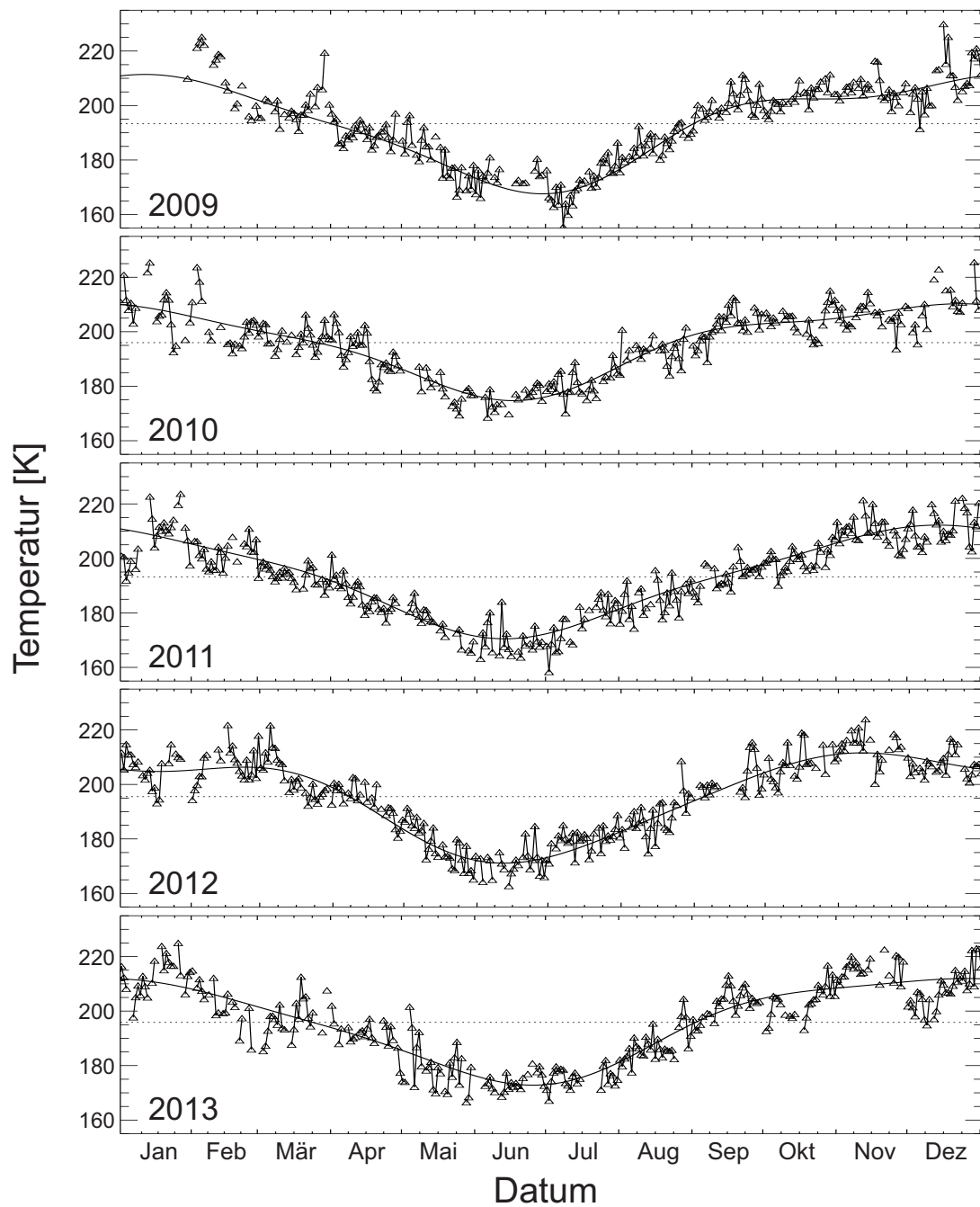


Abbildung 4.4: Jahresgänge der OH-Temperatur über Oberpfaffenhofen. Die durchgezogenen Linien sind Ergebnisse der Harmonischen Analyse, bei denen Jahres-, Halbjahres- und Dritteljahresgang angepasst wurden. Die gestrichelten Linien zeigen die Lage des jeweiligen Jahresmittelwerts.

Tabelle 4.1: Amplitude des Jahresgangs an verschiedenen GRIPS-Standorten (in Kelvin). Werte in runden Klammern bedeuten, dass im betreffenden Jahr signifikante Datenlücken vorhanden sind, die die Bestimmung des Jahresgangs verfälschen können. An den Stationen OPN und UFS befanden sich zeitweise zwei Instrumente (GRIPS 6 und GRIPS 13 bzw. GRIPS 7 und GRIPS 8). Eckige Klammern und mit Sternchen markierte Werte deuten auf Änderungen am Instrument hin. Weitere Erläuterungen im Text.

Jahr	OPN 48,1°N	UFS 47,4°N	OHP 43,9°N	ABA 41,8°N	CAT 37,5°N	TAV 32,1°N
2009	(18,98)	(-)	-	-	-	-
2010	15,50*	(17,73)	-	-	-	-
2011	19,11	[17,79] / 18,02	-	-	(-)	(-)
2012	18,06* / (15,10)	[16,33] / 17,27	(-)	(-)	12,29	9,82
2013	18,46* / [16,64]	[16,30] / 16,32	14,15	14,10	(9,62)	7,01

Dennoch sollte der niedrige Wert für den Jahresgang 2010 mit Vorsicht behandelt werden. Im Rahmen des Umzugs des GRIPS 6 in ein neues Labor in OPN kam es im Jahr 2012 zu Änderungen am Instrument; erst seit 2013 misst es wieder unverändert. Obwohl dabei mit großer Sorgfalt vorgegangen wurde (s. Kapitel 3.7), sind die Werte ebenfalls markiert worden. Anders als bei den in eckigen Klammern gesetzten Werten kam es hier zu keiner Änderung an der geographischen Lage der Gesichtsfelder. Halbjahres- und Drittjahresschwingungen sind mit etwa 5 K bis 6 K und 2 K bis 3 K (für OPN und UFS) deutlich schwächer und werden an dieser Stelle nicht diskutiert. Unabhängig von den zahlreichen Änderungen an den Aufbauten lassen sich einige Merkmale festhalten. So ist der Jahresgang desto kleiner, je niedriger die geographische Breite ist. Dies entspricht dem gemäß der Struktur der globalen Dynamik zu erwartenden Verhalten (vgl. Abbildung 2.28). Die Änderung scheint dabei allerdings in den mittleren Breiten stärker ausgeprägt zu sein als in den niedrigen Breiten. Die Gesichtsfelder der Instrumente in OPN und UFS sind weniger als 200 km voneinander entfernt und doch beträgt der Unterschied im Mittel mehr als ein Kelvin. Dies bestätigt sich, wenn zusätzlich die etwa 600 km entfernte Station OHP betrachtet wird. Hier ist die Amplitude im Jahr 2013 noch einmal um 2 K kleiner als an der UFS. Ein Vergleich der beiden in Abbildung 4.3 dargestellten Verläufe zeigt, dass an den Stationen ein systematischer Unterschied sowohl im Sommer als auch im Winter besteht. Dabei scheinen die Unterschiede im Winter etwas stärker auszufallen, dies lässt sich wegen der großen Variabilität im Winter jedoch nicht mit Sicherheit feststellen. Berücksichtigt man die geographischen Unterschiede, stimmen die Jahresgänge hervorragend mit den Ergebnissen von Offermann et al. (2010) überein. Diese identifizieren für die Jahre 2004 bis 2008 einen mittleren Jahresgang von 18,4 K an der NDMC-Station Hohenpeißenberg (HPB), an der seit 2003

das GRIPS 1 Instrument betrieben wird. Dessen Gesichtsfeld liegt dabei weniger als 100 km nördlich von OPN. Am etwa 400 km nördlich gelegenen Standort Wuppertal (WUP) dagegen beträgt die Amplitude bereits 21,4 K. Diese Beobachtungen lassen sich damit für die benachbarten Stationen HPB, OHP, OPN, UFS und WUP in der Aussage zusammenfassen, dass die Amplitude des Jahresgangs um etwa 0,75 K pro 100 km in Richtung höherer Breiten steigt.

Im Zusammenhang mit den Jahresgängen fällt auf, dass die Temperaturen auch über den Jahresgang hinaus einigen Schwankungen unterworfen sind. Betrachtet man die Änderungen von Jahr zu Jahr, so scheint sie an einem Standort zu steigen, während sie an einem anderen eher sinkt. Das Verhalten im Sommer zeigt dabei Unterschiede zum Verhalten im Winter. Da sich die genauen Zeitpunkte des Temperaturminimums im Sommer und des Temperaturmaximums im Winter verschieben können (s. Abbildung 4.4), ist die Untersuchung dieses Phänomens anhand des Verhaltens von Monatsmittelwerten schwierig. Stattdessen werden für diesen Vergleich Mittelwerte der nächtlichen Temperaturen um die Zeitpunkte der Sonnenwenden herum gebildet. Da das Sommerminimum gut lokalisiert ist, wird für den Sommermittelwert das 2-Monatsmittel um den 21. Juni verwendet. Im Winter wird dagegen das 4-Monatsmittel um den 21. Dezember gebildet. Abbildung 4.5 zeigt die Entwicklung dieser Mittelwerte für alle GRIPS-Standorte, soweit sie bisher vorliegen. Generell fallen die Schwankungen in der Sommerzeit kleiner aus als im Winter. Eine Ausnahme bildet wieder der Sommer 2010 in OPN, der auch in der vorangegangenen Analyse bereits als potentiell fehlerhaft erkannt wurde. Ansonsten lässt sich dem Temperaturverlauf an den benachbarten Stationen OPN und UFS zwischen 2011 und 2013 ein Anstieg der Temperaturen entnehmen. Im letzten Sommer 2014 zeigt sich erstmals wieder eine leichte Temperaturabnahme an der Station UFS, die sich auch an der 2012 neu eingerichteten Station OHP zeigt. Die Tatsache, dass sich das Verhalten zwischen UFS und OPN zuletzt signifikant ändert, lässt sich auch der Entwicklung der Amplitude des Jahresgangs entnehmen (s. Tabelle 4.1). Während dessen Amplitude von 2011 nach 2012 an beiden Stationen um etwa 1 K abnahm, erhöhte sie sich 2013 in OPN wieder um knapp 0,5 K; an der Station UFS sank sie dagegen um ca. 1 K. Eine schlüssige Erklärung für dieses Verhalten steht noch aus. Es ist denkbar, dass die in Abbildung 4.5 dargestellten Unsicherheitsbereiche, die sich allein aus der statistischen Verteilung der zugrunde liegenden Messwerte ergeben, geringfügig zu klein ausfallen. Im Gegensatz dazu bleiben die Sommertemperaturen an den Stationen ABA, TAV und CAT weitgehend konstant; mit Ausnahme des Sommers 2012 in CAT, der signifikant höhere Temperaturen aufweist. Unter Umständen werden hier jedoch die Temperaturen von TAV in diesem Sommer unterschätzt, da in der Datenreihe von GRIPS 10 aufgrund eines Instrumentenfehlers nahe des Temperaturminimums Anfang Juli zehn Nächte am Stück fehlen.

Eindeutiger ist das Verhalten der Wintermittelwerte. Hier zeigt sich im Alpenraum an den Stationen OPN, UFS und OHP seit 2011 auch unter Berücksichtigung der Unsicherheiten eine konstante Zunahme der Temperaturen. Obwohl an

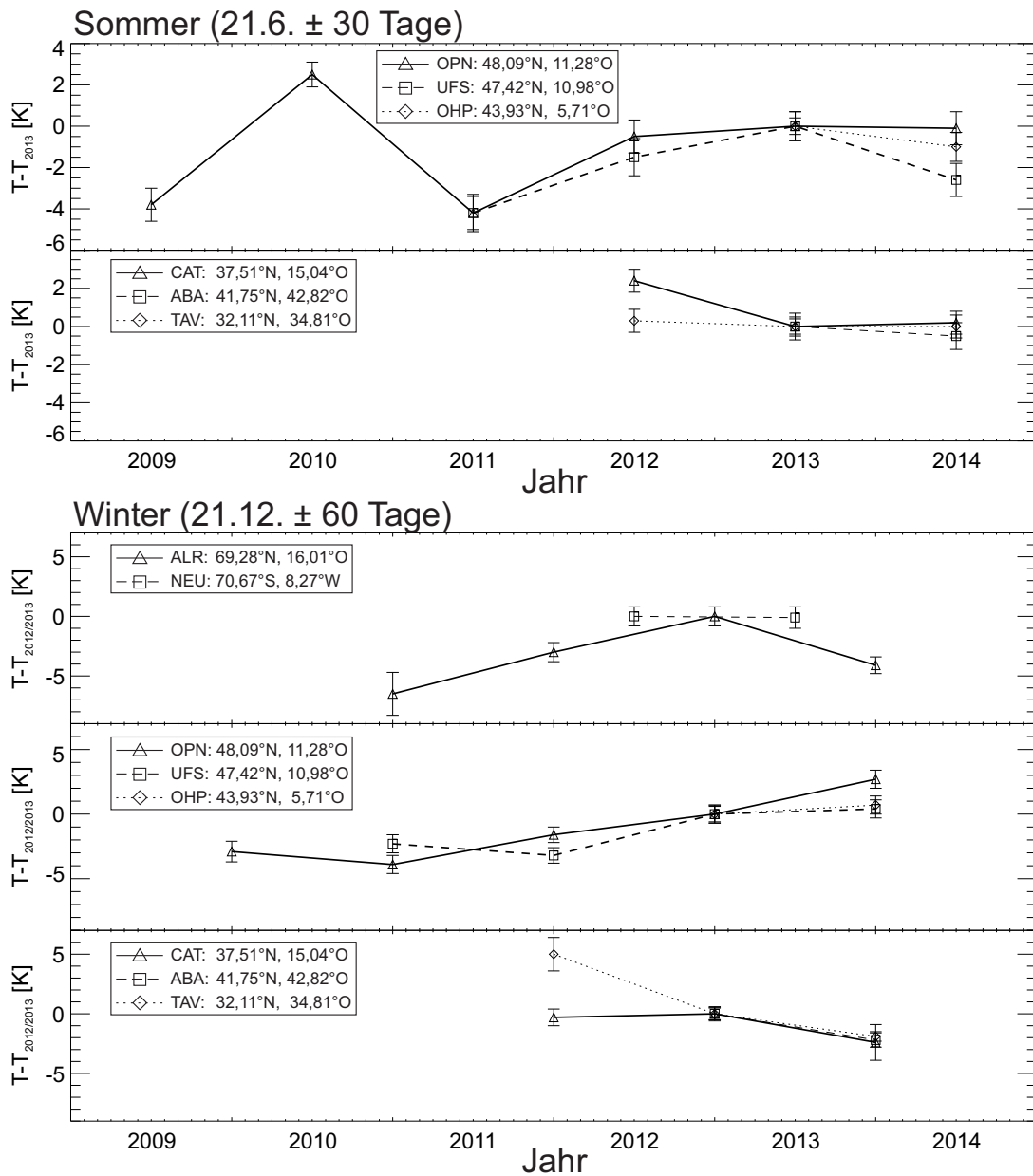


Abbildung 4.5: Änderung der Sommer- (oben) und Wintermittel (unten) soweit sie für die einzelnen Stationen verfügbar sind. Dargestellt sind für jeden Standort die Abweichungen vom jeweiligen Wert des Sommers 2013 bzw. des Winters 2012/2013. Die Werte für den Standort Neumayer III (NEU) sind um ein halbes Jahr verschoben, da sich die Station auf der Südhalbkugel befindet. Die entsprechenden Wintermittel fallen also in die Zeit des Nordsummers.

den meisten anderen Stationen erst wenige Werte vorliegen, zeigt sich an den weiter südlich gelegenen Stationen eine Tendenz zu abnehmenden Temperaturen. Im Rahmen der Messgenauigkeit stimmt die Abnahme der Wintertemperatur um 2 K vom Winter 2012/2013 zum Winter 2013/2014 an den Stationen ABA, CAT und TAV überein. Obwohl die Stationen ABA und OHP mit $41,8^\circ \text{N}$ bzw. $43,9^\circ \text{N}$ in etwa auf derselben geographischen Breite liegen, gleicht das Verhalten von OHP eher dem der beiden anderen Alpenstationen OPN und UFS. Das Verhalten von ABA dagegen gleicht eher dem der südlichen Stationen CAT und TAV. Neben der bekannten Abhängigkeit des Jahresgangs von der geographischen Breite, scheinen also auch lokale Effekte oder die geographische Länge eine Rolle auf die Entwicklung der Temperaturen zu nehmen. Ein lokaler bzw. regionaler Effekt könnte im Fall OHP durch die Alpen in ihrer Funktion als Quellregion für Schwerewellen gegeben sein. Die geographische Länge dagegen spielt im Kontext der planetaren Welle eine große Rolle. In Bezug auf die Unterschiede der Station ABA zu den anderen Stationen mittlerer Breite kann besonders die Lage quasi-stationärer planetarer Wellen eine Verschiebung der mittleren Temperaturen bewirken.

Die Wintertemperaturen in hohen Breiten an der Station ALR sind ebenso starken Änderungen unterworfen, durchlaufen im Winter 2013/2014 aber ein Maximum und fallen anschließend wieder. Der Vollständigkeit halber sind auch die ersten Werte für die auf der Südhalbkugel gelegene Station NEU dargestellt. Diese liegt mit 71°S auf einer ähnlichen geographischen Breite wie ALR mit 69°N . Da ihre Mittelwerte zeitlich um ein halbes Jahr verschoben sind, lassen sie sich nicht auf dieselbe Referenz normieren wie die Werte von ALR. Setzt man statt der dargestellten Referenz (Mittelwert des Winters 2013) das Referenzniveau um ca. 2 K niedriger an, so fügen sich der Temperaturverlauf von NEU bei 69°S nahtlos in den längeren Temperaturverlauf der Station ALR bei 69°N ein, so dass sich für die hohen Breiten ein gleichmäßig linearer Temperaturanstieg bis zum Winter 2012/2013 ergibt, dem nun ein gleichmäßig linearer Temperaturabfall folgt.

4.3 Planetare Wellen

Die langreichweitige Kopplung auf Skalen von einigen tausend Kilometern geschieht vor allem durch planetare Wellen (s. Kapitel 2.6). Einen einfachen Überblick über die Beeinflussung der OH-Temperaturen durch planetare Wellen bietet die Berechnung der Standardabweichung der Temperaturresiduen, die sich aus der Subtraktion von Jahres-, Halbjahres- und Dritteljahresschwingung ergeben. Die Abbildungen 4.6 und 4.7 zeigen die entsprechenden Verläufe der Residuen bzw. Monatsmittel der Standardabweichungen für den Standort Oberpfaffenhofen, wie sie sich aus den in Abbildung 4.4 dargestellten Jahresgängen ergeben. Diese etablierte Methode ist besonders sensitiv gegenüber laufenden planetaren Wellen (s. Reisin et al. (2014)). Wie bereits im Zusammenhang mit den Jahresgängen diskutiert, sind die hohen Werte im Winter auf planetare Wellen zurückzuführen,

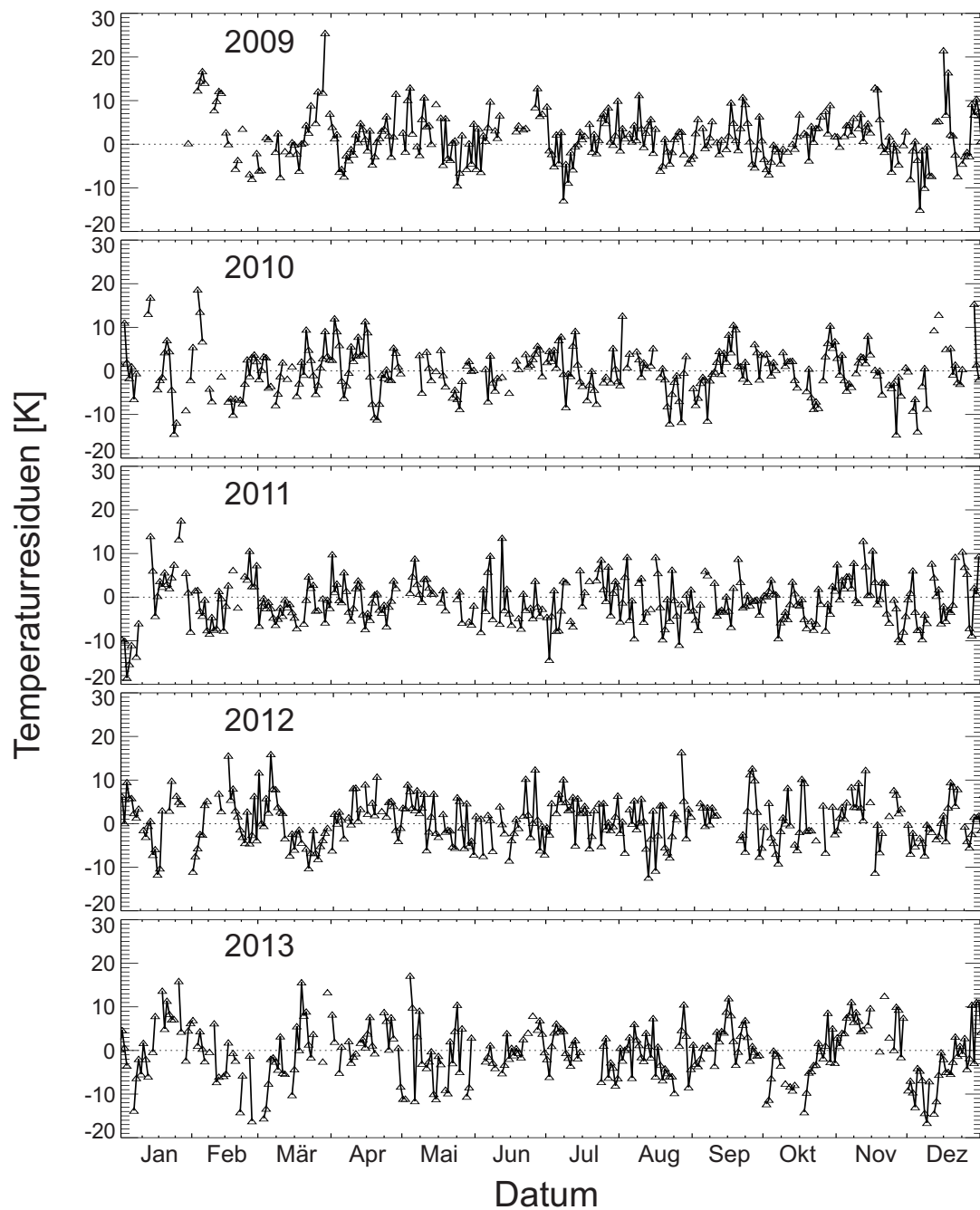


Abbildung 4.6: Residuen der in Abbildung 4.4 gezeigten Jahresgänge der Temperaturnachtmittelwerte über Oberpfaffenhofen. In den Wintermonaten ist die Streuung der Nachtmittelwerte zumeist größer als im Rest des Jahres. Dies lässt sich auf den verstärkten Einfluss planetarer Wellen zurückführen.

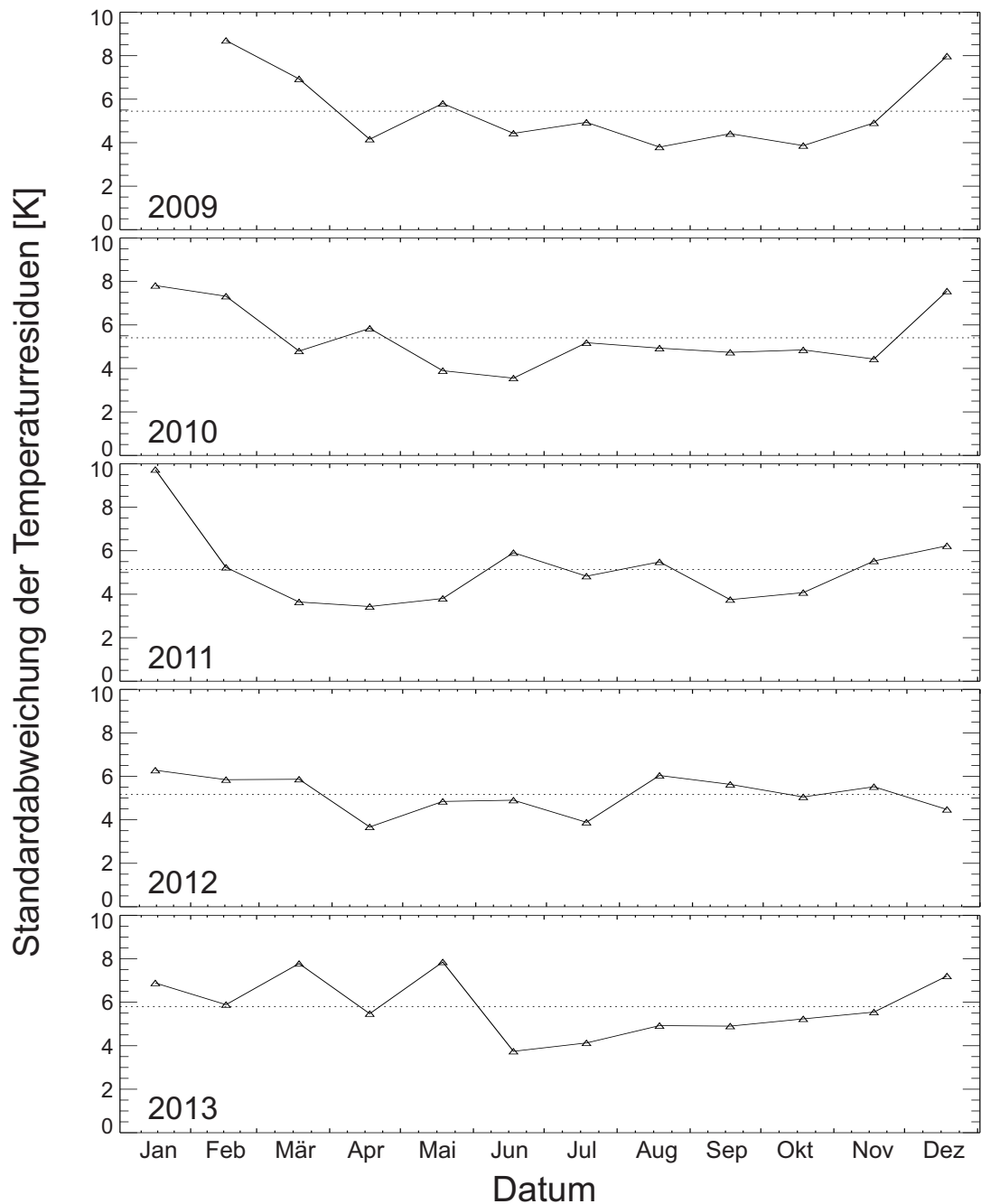


Abbildung 4.7: Standardabweichung der in Abbildung 4.6 dargestellten Residuen der Temperaturnachtmittelwerte über Oberpfaffenhofen. Sie dient als einfaches Maß für die Aktivität planetarer Wellen. Im Mittel ist sie in den Wintermonaten am größten. Die deutlichste Abweichung zeigt sich im Mai 2013, der im Folgenden näher untersucht wird.

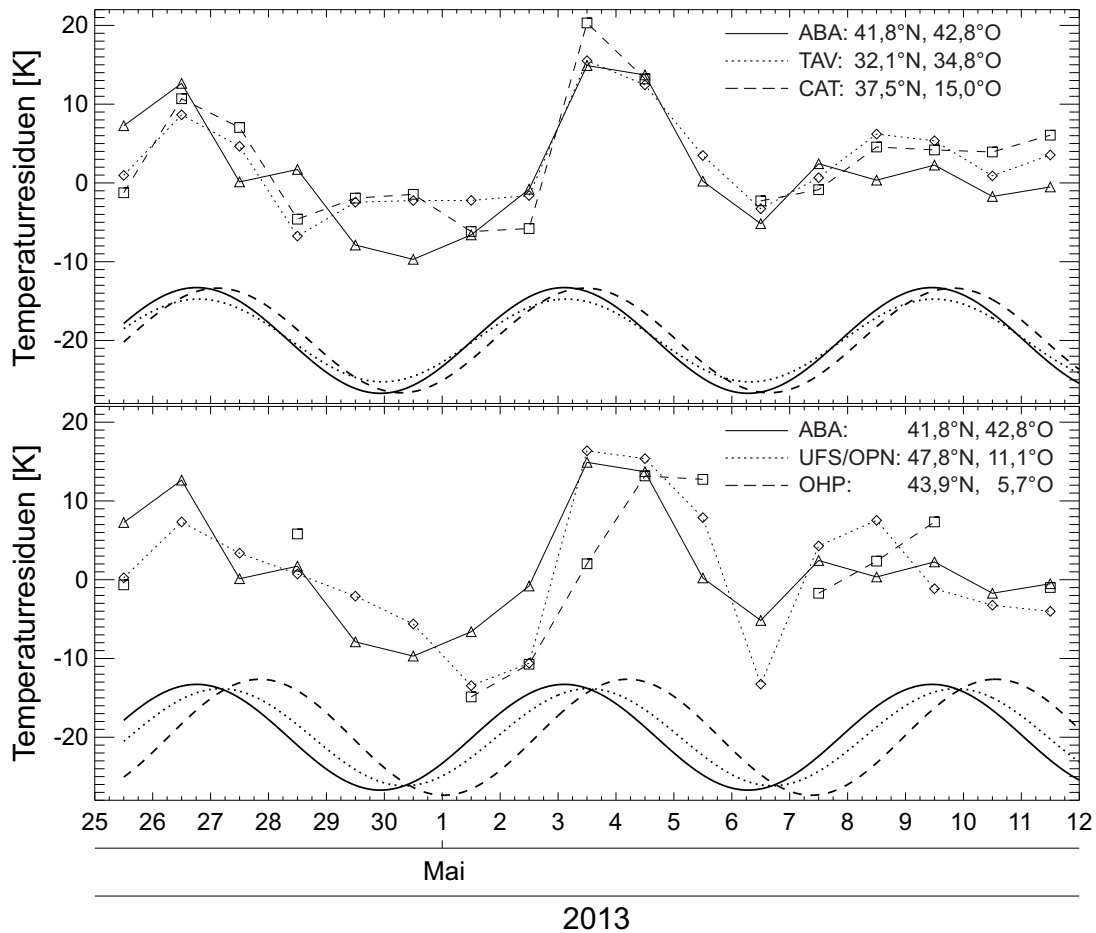


Abbildung 4.8: Residuen der Temperaturnachtmittelwerte an fünf GRIPS-Standorten im Zeitraum April/Mai 2013. Zur besseren Übersicht sind die Verläufe auf zwei Diagramme aufgeteilt; die Daten der östlichsten Station Abastumani (ABA) sind als Referenz in beiden Diagrammen dargestellt und die Messungen dreier Instrumente an den Stationen OPN und UFS sind zu einem Verlauf zusammengefasst worden (die individuellen Verläufe zeigt Abbildung A.2). An allen Standorten zeigt sich dasselbe periodische Verhalten mit einem Temperaturanstieg von etwa 20 K in der ersten Maiwoche.

deren Propagation in die Mesosphäre im Sommer durch die dann vorherrschenden Ostwinde in der Stratosphäre unterbunden wird (vgl. Abbildung 2.28). Da im Rahmen des Studiums planetarer Wellen Teile der GRIPS-Datensätze bereits in der Übersichtsstudie von Reisin et al. (2014) verwendet wurden, soll an dieser Stelle lediglich kurz auf ein besonders prägnantes Ereignis im Frühjahr 2013 eingegangen werden. Dieses Ereignis, dass an fast allen Stationen in Europa zu beobachten war, demonstriert beispielhaft das Potential, das die GRIPS-Daten für das Studium planetarer Wellen bieten. In diesem Mai nimmt das Mittel der Standardabweichung der Residuen mit etwa 8 K ähnlich hohe Werte an wie sonst nur für die Wintermonate Dezember bis Februar üblich. Abbildung 4.8 zeigt den Verlauf der Temperaturresiduen nach Abzug der jeweiligen saisonalen Schwankungen für die Standorte ABA, CAT, TAV, OHP und OPN/UFS. Für die bessere Übersicht wurden die Daten der Stationen OPN und UFS zu einem einzigen Verlauf zusammengefasst. In nur zwei oder drei Tagen steigen die Temperaturen an allen Standorten um ca. 20 K. Am stärksten ist der Anstieg mit ca. 29 K an den Standorten OPN/UFS und OHP. Besonders ist dabei, dass das Ereignis auch in niedrigen Breiten, insbesondere in Tel Aviv (TAV) mit einem Temperaturanstieg von über 15 K eindeutig identifizierbar ist. Wie der Jahresgang aus Abbildung 4.2 zeigt, sind die Amplituden planetarer Wellen dort minimal bzw. sogar vernachlässigbar. Unter Zuhilfenahme der Harmonischen Analyse kann aus den Datensätzen eine dominante Periode von 6,4 Tagen mit einer Amplitude von etwa 8 K bestimmt werden. Die dabei ermittelte Phasenlage zeigt, wie sich die Variation innerhalb von 1,5 Tagen von Osten (ABA) nach Westen (OHP) fortpflanzt. Die Bestimmung einer Ausbreitungsgeschwindigkeit wird durch den Umstand erschwert, dass das Ereignis an den östlichen Stationen fast gleichzeitig auftritt, während es an den weiter westlich gelegenen Stationen OPN/UFS und OHP, die nur etwa 600 km voneinander entfernt liegen, eindeutig mit einer Verzögerung von einem Tag zu beobachten ist. Unter Zuhilfenahme von Satellitenaufnahmen kann die genaue geographische Struktur ermittelt werden. An dieser Stelle soll jedoch nur demonstriert werden, dass sich die GRIPS-Datensätze für eine Ermittlung wichtiger Eigenschaften von planetaren Wellen eignen. Dies ist der hohen Genauigkeit der Nachtmittelwerte und der guten Abdeckung bzw. der Vollständigkeit der Datensätze zu verdanken, die auch an den meteorologisch benachteiligten Stationen (z.B. OPN/UFS) immer noch so hoch ist, dass für vier von fünf Nächten ein verlässlicher Nachtmittelwert bestimmt werden kann.

4.4 Nachtverläufe und Gezeiten

Da die OH-Emissionen von einer Vielzahl von Faktoren wie den dynamischen Vorgängen in der Mittleren Atmosphäre beeinflusst werden, ist die Definition einer typischen Nacht schwierig - insbesondere, da in unterschiedlichen Breiten zu verschiedenen Jahreszeiten jeweils andere Prozesse dominieren können. Im folgen-

den werden daher die Nachtverläufe der OH-Temperatur und der OH-Intensität für einige repräsentative Stationen diskutiert.

Die Stationen OPN und CAT liegen nahezu auf derselben geographischen Länge (OPN: 11,28°O, CAT: 15,04°O) aber auf deutlich unterschiedlichen geographischen Breiten (OPN: 48,09°N, CAT: 37,51°N). Daher eignen sie sich besonders für einen Vergleich breitenabhängiger Einflüsse, in erster Linie also von Gezeitenwellen. Bei diesen handelt es sich um erzwungene Wellen, die durch den regelmäßigen Wechsel von Tag und Nacht angeregt werden. In niedrigen Breiten sollten sie stärker ausgeprägt sein als in mittleren Breiten, nichtsdestotrotz können sie den gemessenen Nachtmittelwert systematisch verfälschen, wenn die entsprechende Beobachtung nicht über die gesamte Nacht durchgeführt werden kann.

Abbildung 4.9 zeigt die gemittelten nächtlichen Verläufe der OH-Temperatur für OPN (schwarz) und CAT (grau) aufgeschlüsselt für die Monate Januar bis Dezember. Für jede Uhrzeit ist die mittlere relative Abweichung der Temperatur vom jeweiligen Nachtmittelwert aufgetragen. Die Monatsmittel der Nachtmittelwerte und ihre Schwankungsbreite (1σ) sind am rechten Bildrand dargestellt. Bis auf systematische sonnensynchrone Gezeiten werden alle anderen Variationen durch diese Darstellung herausgemittelt. In OPN haben zu jedem Monat zwischen 105 (Februar) und 143 Nächte (März) beigetragen, in CAT sind es 88 (Dezember) bzw. 58 Nächte (September). Die gezeigten systematischen Abweichungen liegen in OPN bei etwa $\pm 1,5\%$, am größten sind sie hier im September um 18:15 UTC mit -2% ($\hat{=}-4$ K) und im März um 05:00 UTC mit knapp $+2\%$ ($\hat{=}4$ K). In CAT sind die systematischen Abweichungen wie erwartet mit $\pm 2,5\%$ bis $\pm 3\%$ deutlich höher. Am größten sind sie hier mit knapp -4% ($\hat{=}-8,1$ K bis $-7,6$ K) im Dezember und März um jeweils 19:00 UTC und wiederum in den Morgenstunden des März gegen 4:15 UTC mit gut $+4\%$ ($\hat{=}8,1$ K).

Im Jahresverlauf weisen die Schwankungen der Temperatur an beiden Stationen in etwa dasselbe Verhalten auf. Im Winterhalbjahr von November bis März zeichnet sich eine Oszillation zwischen etwa 12 h und 16 h ab, die mit großer Wahrscheinlichkeit auf die halbtägige Gezeitenwelle bzw. ihre Überlagerung mit der ganztägigen Gezeitenwelle zurückzuführen ist. Auch in den meisten anderen Nächten liegt die Phase der Oszillation so, dass die Temperaturen in der ersten Nachthälfte niedriger sind als in der zweiten (lokale Mitternacht ist um 23:00 UTC). Während der Nulldurchgang der Phase in OPN fast immer um 23:00 UTC liegt, kann er in CAT auch signifikant früher erfolgen (z.B. 21:00 UTC im Januar, 22:00 UTC im Dezember und Februar). Ausnahmen bilden die Sommermonate: von Mai bis August sind die Amplituden der Oszillationen deutlich geringer. Im Mai folgen sie dabei noch dem Winterverhalten, im Juni unterscheiden sich die beiden Standorte dagegen deutlich: während die Temperatur in OPN kontinuierlich steigt, durchläuft sie in CAT kurz nach Mitternacht (gegen 23:30 UTC) ein Minimum. Der Juli zeigt an beiden Standorten trotz geringer Amplituden eine deutlich andere Phasenlage mit höheren Temperaturen vor Mitternacht (Maxi-

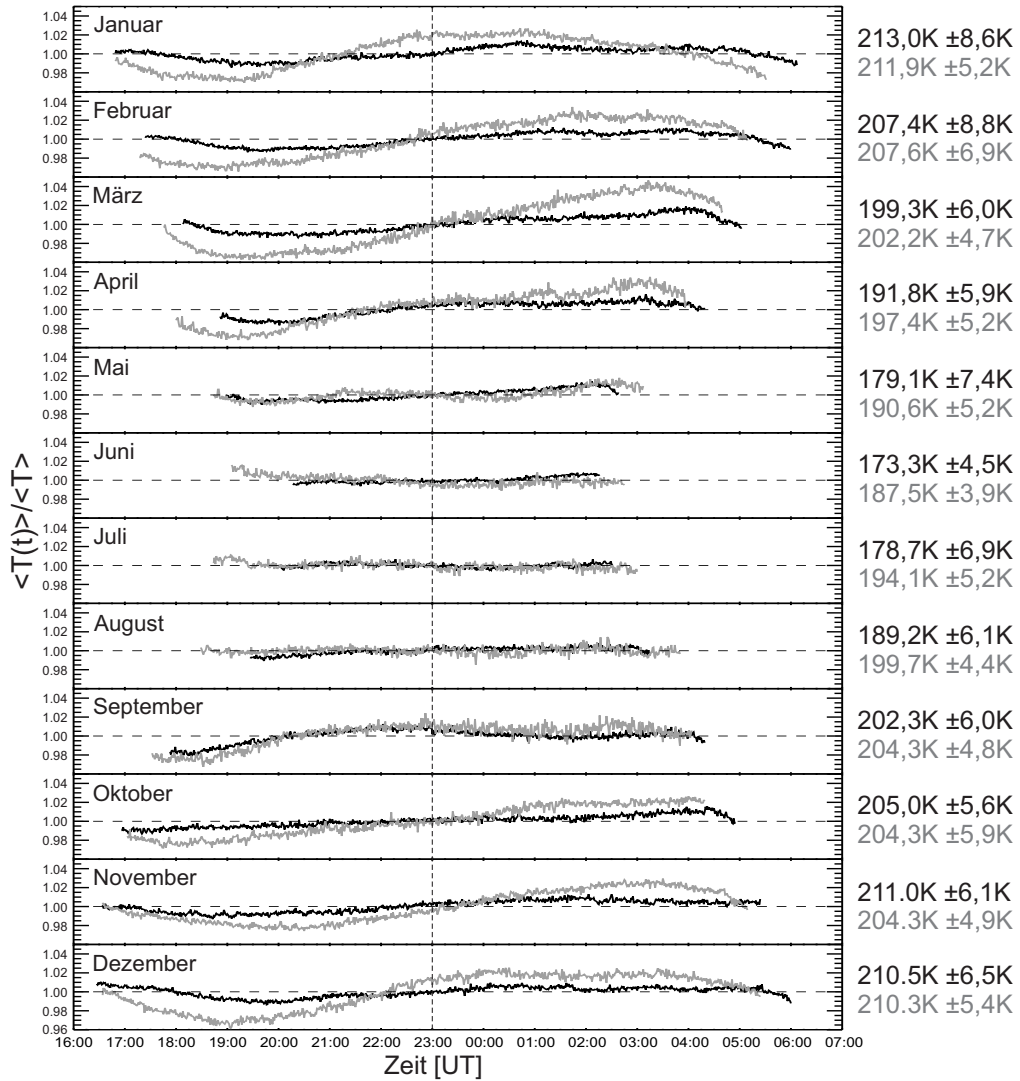


Abbildung 4.9: Mittlerer Temperaturverlauf in Oberpfaffenhofen (schwarz) und Catania (grau) im Verlauf des Jahres. Die Monatsmittelwerte und ihre Schwankungsbreite (1σ) sind am rechten Bildrand angegeben. Die senkrechte Linie bezeichnet die lokale Mitternacht (23:00 UT).

mum ca. 21:30 UTC) und niedrigeren Temperaturen in der zweiten Nachthälfte (Minimum um ca. 00:15 UTC). Die Periode liegt im Bereich von etwa 6 h bis 8 h, so dass es sich gegenüber den Oszillationen im Winter um eine höhere Harmonische handeln könnte. Aus der Menge aller Monate sticht der September deutlich heraus: hier wird das Temperaturminimum bereits in den ersten 90 Minuten nach Sonnenuntergang erreicht, aber auch das Temperaturmaximum liegt noch vor Mitternacht. In diesem Übergangsmonat zwischen Sommer und Winter scheinen mindestens zwei ähnlich stark ausgeprägte Oszillationen mit unterschiedlicher Periode präsent zu sein, deren Überlagerung das auffällige Verhalten erklären könnte. Dieses Verhalten stimmt auffallend mit der Asymmetrie im Jahresgang des in Abbildung 2.30 dargestellten Verhaltens der halbtägigen Gezeit überein. Bei genauem Hinsehen kann man auch im April, beim Übergang von Winter zu Sommer, eine solche zweite Oszillation erkennen. Neben der dominanten zwölfstündigen Oszillation sind auch in den Monaten Dezember bis März weitere Oszillationen mit kürzeren Perioden erkennbar, die jedoch im Verhältnis deutlich kleinere Amplituden aufweisen.

Die in Abbildung 4.10 dargestellten durchschnittlichen Verläufe der Intensität weisen ein gänzlich anderes Verhalten auf. Zu Beginn der Nacht steigt die Intensität rasch an und erreicht in der ersten 30 bis 90 Minuten nach Sonnenuntergang ihren maximalen Wert, um dann im weiteren Verlauf der Nacht langsam abzufallen. Zwischen November und April ist das Maximum mit einer Stärke von 20% (25%-30%) über dem Mittelwert in OPN (CAT) am stärksten ausgeprägt. Die Schwankungen der Intensität sind also um eine Größenordnung stärker als die Schwankungen der Temperatur. In CAT weisen diese Variationen eine größere Schwankungsbreite auf als in OPN. Im Dezember ist die Amplitude der Schwankung in CAT dabei fast doppelt groß wie in OPN, von Juni bis September sind die Variationen an beiden Standorten jedoch fast identisch und betragen im Sommer von Juni bis August weniger als 10%. Dies steht im Kontrast zu den Schwankungen der Intensität im Jahresverlauf. Während in CAT die Monatsmittel der Intensität nur in 5 Monaten weniger als 90% der im Mai gemessenen Maximalintensität betragen, weichen in OPN 8 Monate mehr als 10% von der im Juni erreichten maximalen Intensität ab. Im Verhältnis gewinnen also tageszeitliche Schwankungen in CAT mehr Gewicht, während in OPN jahreszeitliche Schwankungen bedeutsamer sind. Dies ist in Anbetracht der deutlich ausgeprägteren Gezeiten in CAT (s.o.) und der größeren Amplituden von planetaren Wellen in OPN plausibel.

Die Entstehung des Maximums nach Sonnenuntergang ist weniger auf dynamische Prozesse, als vielmehr auf die Chemie der OH-Entstehung zurückzuführen. Das gemäß Gl. (2.19) für die Bildung des angeregten OH benötigte Ozon wird tagsüber im Sonnenlicht schnell dissoziiert (Gl. (2.7)), nach Sonnenuntergang führt die steigende Ozonkonzentration daher auch zu einer steigenden OH*-Konzentration. Schon bald jedoch lässt die Bildung von Ozon nach, denn sie ist linear von der Konzentration des atomaren Sauerstoffs abhängig (s.

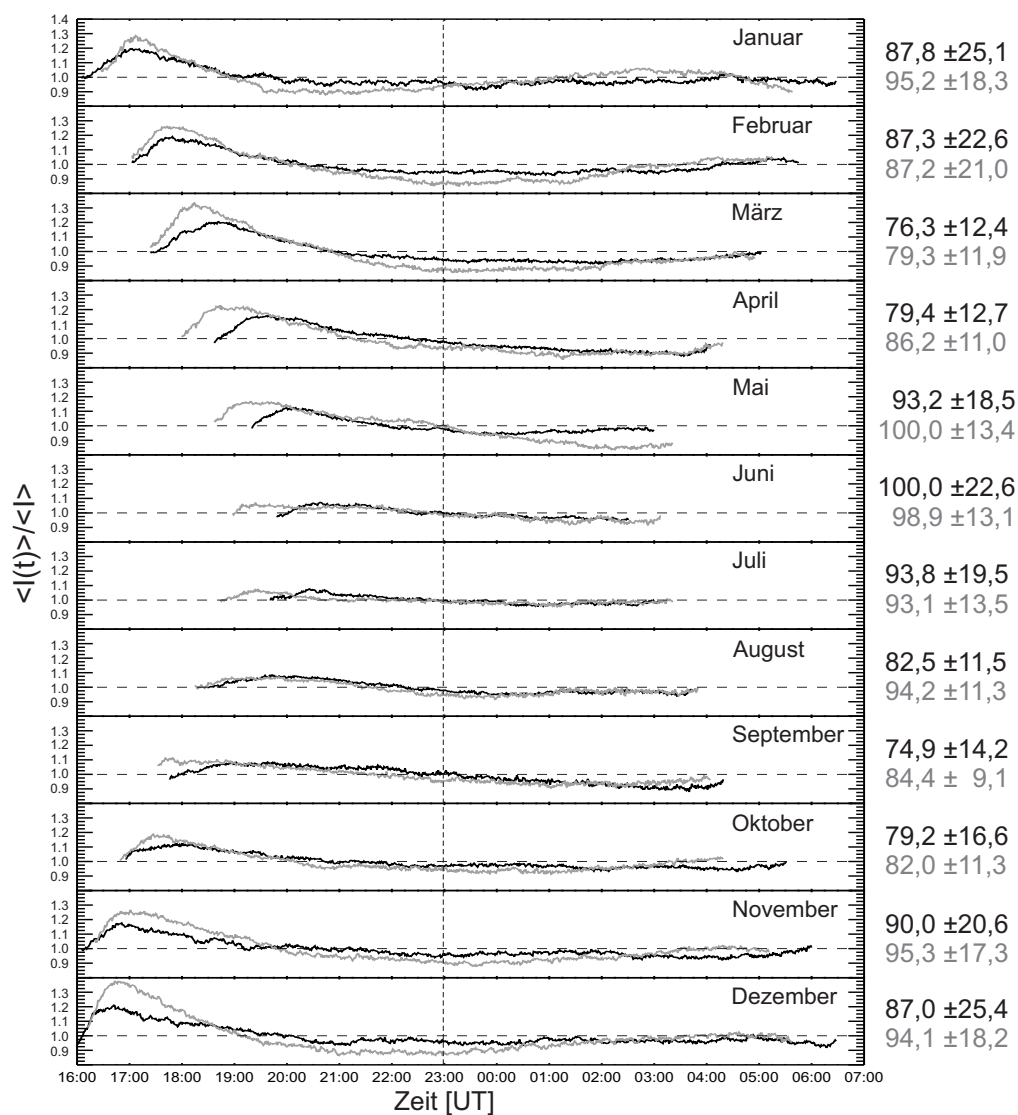


Abbildung 4.10: Mittlerer Verlauf der OH-Intensitäten in Oberpfaffenhofen (schwarz) und Catania (grau) im Verlauf des Jahres. Die Monatsmittelwerte und ihre Schwankungsbreite (1σ) sind am rechten Bildrand angegeben, normiert auf das Maximum der jeweiligen Station. Die senkrechte Linie bezeichnet die lokale Mitternacht (23:00 UTC).

Gl. (2.18)). Dieser wird jedoch hauptsächlich durch Dissoziationsreaktionen im Sonnenlicht gebildet (z.B. Gl. (2.4), (2.6) und (2.7)). Nachts jedoch gibt es aber außer der Bildung von Ozon noch eine Vielzahl anderer Verlustreaktionen für atomaren Sauerstoff, u.a. die Reaktionen (2.8) sowie (2.9) und (2.16), die in derselben Höhenregion an der Entstehung des grünen Luftleuchtens und des gelben Natrium-Leuchtens beteiligt sind. Die abnehmende Konzentration des atomaren Sauerstoffs ist daher entscheidend für den langsamen Rückgang der Intensitäten in der Nacht, obwohl auch die Verfügbarkeit des tagsüber nach Reaktion (2.5) gebildeten atomaren Wasserstoffs langsam zurückgeht.

Diesen chemischen Prozessen sind die bereits bei den Temperaturoszillationen diskutierten dynamischen Vorgänge überlagert. In Abbildung 4.10 ist daher in den Monaten Februar und März deutlich ein erneuter Anstieg der Intensitäten zu verzeichnen: offenbar können die Gezeitenwellen durch vertikalen Transport von atomarem Sauerstoff zu einer Wiedererhöhung der OH^* -Produktion führen. In den meisten anderen Monaten ist dieser neuerliche Anstieg weniger stark ausgeprägt bzw. setzt erst kurz vor Sonnenaufgang ein. Dieser Wiederanstieg ist in CAT einfacher zu identifizieren als in OPN. Während die Intensitäten in OPN von Oktober bis Dezember nach 4 h bis 5 h lediglich ein stabiles Niveau erreichen, ist in CAT ein Wiederanstieg offensichtlich, nachdem sie zuvor ein deutlich ausgeprägtes Minimum erreichen. Am auffälligsten ist in dieser Beziehung der Mai: nur in diesem Monat sind die Intensitäten in den Morgenstunden in CAT signifikant niedriger, während in OPN die Intensitäten wieder ansteigen. Die Ursache hierfür ist unbekannt, denn ein potentieller Unterschied in den dominanten Gezeitenwellen sollte sich auch im Verhalten der in Abbildung 4.9 Temperaturen zeigen, dies ist jedoch nicht der Fall.

Im Gegensatz zu niedrigen und mittleren Breiten sollten Gezeiten in hohen Breiten keine oder nur eine geringe Rolle spielen. Abbildung 4.11 zeigt die gemittelten nächtlichen Verläufe der OH -Temperatur in ALOMAR (69,28°N), das mit 16,01°O auf etwa derselben Länge liegt wie die zuvor diskutierten Standorte. Zwischen 21 (August) und 114 Nächten (Januar) haben zu diesem Mittel beigetragen. Im Vergleich zu den entsprechenden Verläufen in Catania fällt auf, dass die einzelnen Werte stärker streuen, obwohl in den Wintermonaten mehr Einzelmessungen zu den mittleren Verläufen beitragen. Dies ist ein Hinweis darauf, dass die einzelnen Nächte sich einander weniger stark gleichen. Dieser Eindruck wird durch die Schwankungsbreite der einzelnen Monatsmittelwerte bekräftigt: während das Monatsmittel in CAT $211,9\text{ K} \pm 5,2\text{ K}$ und in OPN $213,0\text{ K} \pm 8,6\text{ K}$ beträgt, beläuft es sich in ALR auf $214,2\text{ K} \pm 11,4\text{ K}$. Die Schwankungsbreite ist in Nordnorwegen also doppelt so hoch wie in Süditalien. Wenn auch mit deutlich geringerer Amplitude, so scheinen auch in ALR systematische Variationen präsent zu sein, besonders in Februar, März und November. Ihre Amplitude liegt bei maximal 1% bzw. ca. 2 K. Mit etwa 6 h bis 8 h liegen die Perioden deutlich unter den Perioden von über 12 h, die in den niedrigeren Breiten in diesem Zeitraum identifiziert werden können. Auch die in Abbildung 4.12 dargestellten

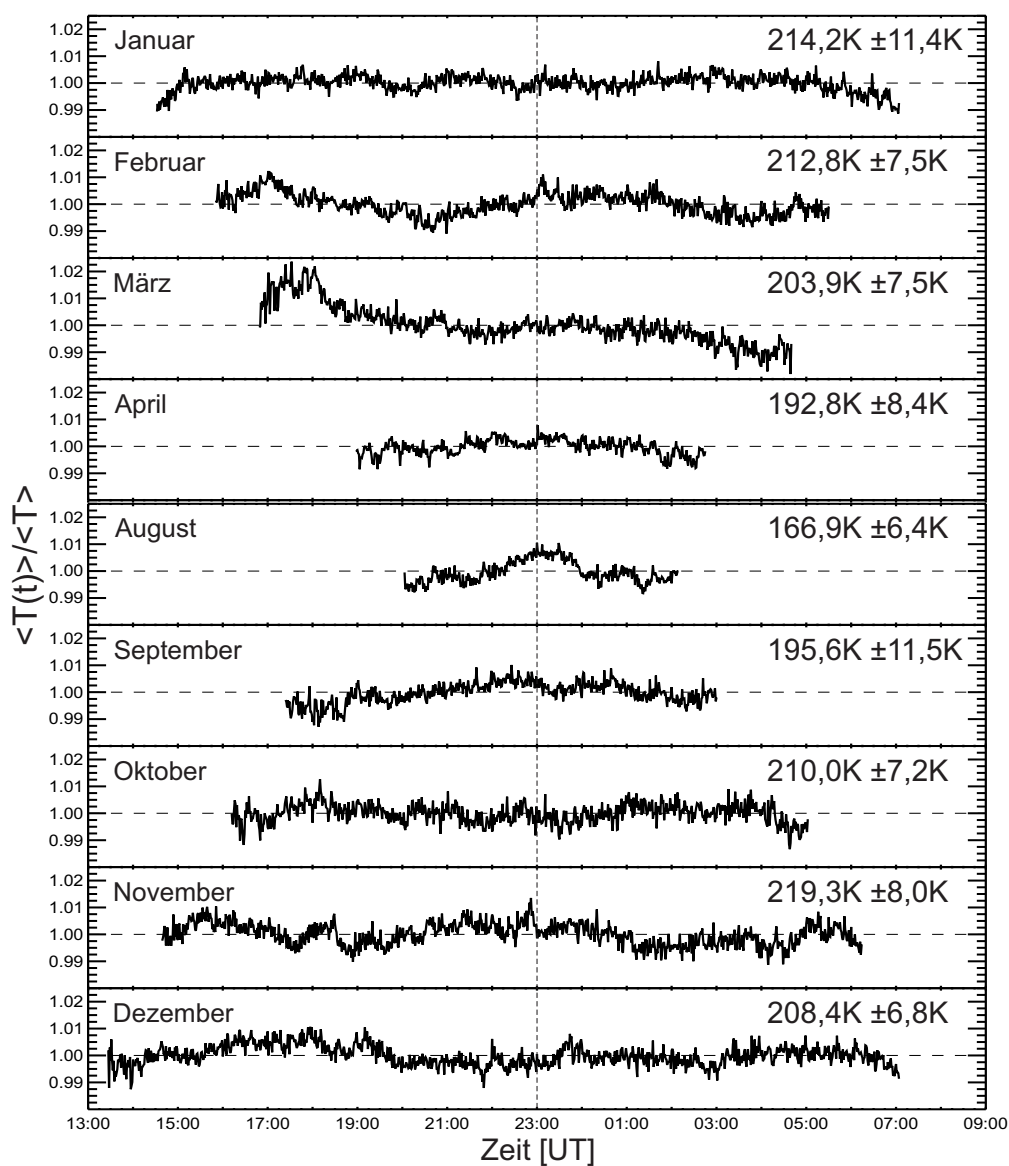


Abbildung 4.11: Mittlerer Temperaturverlauf in ALOMAR im Verlauf des Jahres. Die Monatsmittelwerte und ihre Schwankungsbreite (1σ) sind am rechten Bildrand angegeben. Die senkrechte Linie bezeichnet die lokale Mitternacht (23:00 UTC). Im arktischen Sommer von Mai bis Juli finden keine Messungen statt.

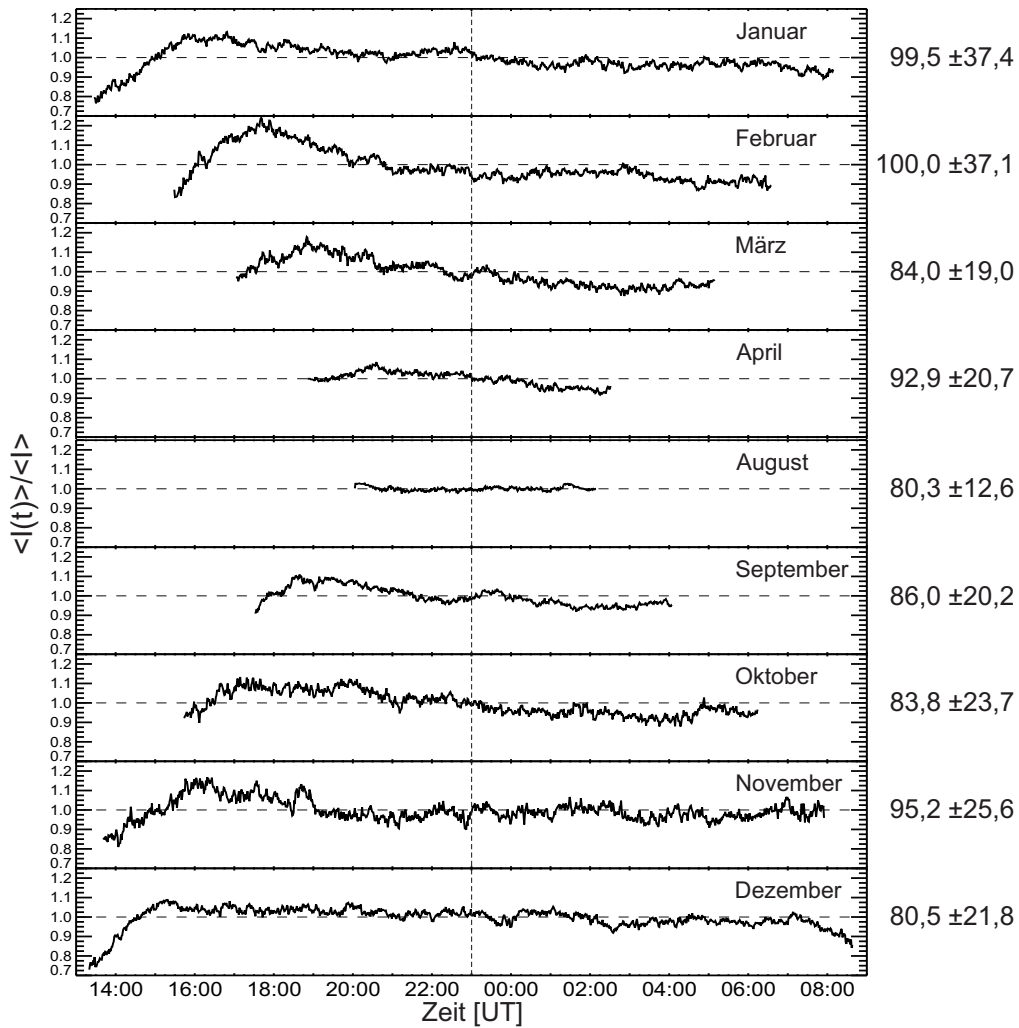


Abbildung 4.12: Mittlerer Intensitätsverlauf in ALOMAR. Die Monatsmittelwerte und ihre Schwankungsbreite (1σ) sind am rechten Bildrand angegeben, normiert auf das Maximum, das im Februar erreicht wird. Die senkrechte Linie bezeichnet die lokale Mitternacht (23:00 UTC). Im arktischen Sommer von Mai bis Juli finden keine Messungen statt.

durchschnittlichen Verläufe der Intensität weisen ein anderes Verhalten als in den niedrigeren Breiten auf. Es gibt zwar eine leichte Intensitätserhöhung am Anfang der Nacht, jedoch ist das Maximum nach Sonnenuntergang bei weitem nicht so stark ausgeprägt. Einzig im Februar erreicht es einen Wert von 20% über dem Mittel, in den anderen Monaten liegt es eher bei 10%. Eine Erklärung hierfür kann in der langen Dämmerungsphase gesehen werden. In dieser Zeit kann in den Höhen über der Mesosphäre durch Sonneneinstrahlung weiter atomarer Sauerstoff produziert werden, der durch vertikalen Austausch nach unten transportiert wird. Dieser Austausch erklärt auch den weniger stark ausgeprägten Abfall der Intensitäten im Verlauf der späteren Nacht. Auch in den Intensitätsverläufen deutet die stärkere Streuung der Einzelwerte daraufhin, dass die Dynamik weniger von tageszeitabhängigen Gezeiten, sondern von anderen Prozessen, z.B. Schwerewellen, dominiert wird. Mit gut 37% Schwankungsbreite in den Monaten Januar und Februar, die gleichzeitig die hellsten Monate sind, liegt die Streuung der Nachtmittelwerte der Intensität mehr als 50% über der Streubreite der zuvor diskutierten Stationen. In den Beobachtungszeitraum von 2010 bis 2014 fallen mindestens zwei plötzliche Stratosphärenerwärmungen, die mit einem Brechen der dominanten Planetaren Wellen, einer Änderung der stratosphärischen Windsysteme und einer großräumigen Abwärtsbewegung verbunden sind. Daher kann die Tatsache, dass die größten Intensitäten in diesen beiden Monaten gefunden werden, als ein Hinweis darauf gewertet werden, dass sich diese vertikalen Austauschprozesse von der Stratosphäre bis über die Mesosphäre hinaus fortsetzen.

4.5 Langfristige Temperaturtrends

Nachdem Roble and Dickinson (1989) aufgrund der Erhöhung der CO_2 -Konzentration einen deutlichen Temperaturrückgang für die Stratosphäre und Mesosphäre vorhergesagt haben, und spätestens seit Semenov (2000) erstmals langfristige Trends von mehreren Kelvin pro Jahrzehnt aus OH-Temperaturzeitreihen abgeleitet hat, steht die Bestimmung derartiger Trends aus den verschiedenen Zeitreihen des Luftleuchtens im wissenschaftlichen Fokus. Die frühen Veröffentlichungen zeichnen sich dabei nicht nur durch zum Teil große absolute Werte für die abgeleiteten Trends, sondern auch durch eine starke Streuung aus. Die Werte reichen von -10,8 K/Dekade (Clemesha et al. (2004)) bis +3,0 K/Dekade (Espy and Stegman (2002)). In einer Reihe von Studien konnte zudem kein signifikanter Trend nachgewiesen werden (z. B. Bittner et al. (2002): 0 K/Dekade, Offermann et al. (2004): -0,6 K/Dekade \pm 1,0 K/Dekade).

Für die großen Unterschiede kommen verschiedene Ursachen in Betracht. Sie reichen von der Qualität der zugrunde liegenden Daten, der Länge der verwendeten Zeitreihen über die unterschiedliche Korrektur externer Einflüsse bis zur geographischen Lage des Messstandorts u.v.m.. Über die Notwendigkeit einer gewissen Vorbehandlung der OH-Zeitreihen besteht mittlerweile weitgehend Konsens.

So können lange Temperaturzeitreihen in verschiedene Anteile zerlegt werden. Sie beinhalten neben dem potentiellen langfristigen Klimatrend, α , offensichtlich eine saisonale Variation, V_J , in Form des Jahresgangs und seiner höheren Harmonischen, externe Einflüsse durch schwankende Sonneneinstrahlung, V_S , einen konstanten Anteil, C , sowie eine restliche unerklärte Variabilität, R . Für die Temperaturnachtmittelwerte, T , gilt dann:

$$T = \alpha + V_J + V_S + C + R. \quad (4.1)$$

Der Messzeitraum, der benötigt wird, um einen Klimatrend mit ausreichender Sicherheit aus den Daten ableiten zu lassen, ergibt sich aus dem Verhältnis, in dem diese einzelnen Größen zueinander stehen. Weatherhead et al. (1998) bzw. Weatherhead et al. (2002) leiten für die Anzahl der Jahre, n , die der Messzeitraum umfassen muss, um mit 90%-iger Wahrscheinlichkeit einen gegebenen Trend α auf dem 95% Konfidenzniveau zu identifizieren, folgenden Zusammenhang her:

$$n \approx \left(\frac{3.3 \sigma}{\alpha(1 - \phi)} \right)^{2/3} = \left(\frac{3.3 \sigma_R}{\alpha} \sqrt{\frac{1 + \phi}{1 - \phi}} \right)^{2/3} \quad (4.2)$$

Dabei stehen σ_R^2 für die Varianz des unerklärten Rauschens R und ϕ für dessen Autokorrelation. Für das zeitliche Verhalten von R wird ein Zusammenhang der Form $R_t = \phi R_{t-1} + \epsilon_t$ angenommen, mit den unabhängigen Zufallsvariablen ϵ_t der Varianz σ^2 . French and Burns (2004) präsentieren eine ausführliche Diskussion dieses Zusammenhangs bei der Anwendung auf OH-Messungen. Für ihre Messungen aus Davis in der Antarktis, bei 68,6° S, die ähnlich wie die GRIPS-Messungen in ALOMAR nicht das komplette Jahr abdecken, leiten Sie für einen angenommenen Trend $\alpha = 0,1 \text{ K/Jahr}$ eine erforderliche Beobachtungsdauer von mindestens $n = 15$ Jahren ab. Für größere Trends schrumpft dieser Zeitraum signifikant: ca. 8 Jahre für $\alpha = 0,3 \text{ K/Jahr}$ und gut 6 Jahre für $\alpha = 0,5 \text{ K/Jahr}$. Aktuelle modellbasierte Trendprognosen gehen derzeit von langfristigen Trends in der Größenordnung von $+0,1 \text{ K/Jahr}$ bis $-0,2 \text{ K/Jahr}$ für die Mesopausenregion aus (Cnossen et al. (2009)).

Eine vergleichbare Analyse für die bisherigen GRIPS-Messungen in Oberpfaffenhofen ergibt einen Minimalzeitraum von etwas mehr als 8 Jahren für $\alpha = 0,1 \text{ K/Jahr}$. Es existiert jedoch eine gewisse Freiheit bei der Zerlegung der Daten in bekannte und unbekannte Anteile, d.h. bei der Zuordnung zu V_J und V_S einerseits und R andererseits. Je mehr Variation erklärt werden kann, desto kleiner wird in der Regel auch die Varianz von R , entsprechend kleiner fällt der benötigte Messzeitraum aus.

Schon bei der Konstruktion von V_J unterscheiden sich die Ansätze einzelner Autoren, während French and Burns (2004) sowie Offermann et al. (2010) Jahres-, Halbjahres- und Dritteljahresgang verwenden, beschränken sich Azeem et al. (2007) auf Jahres- und Halbjahresgang. Stattdessen führen sie einen weiteren Term in Gl. (4.1) ein, der weitere periodische Variationen berücksichtigen soll,

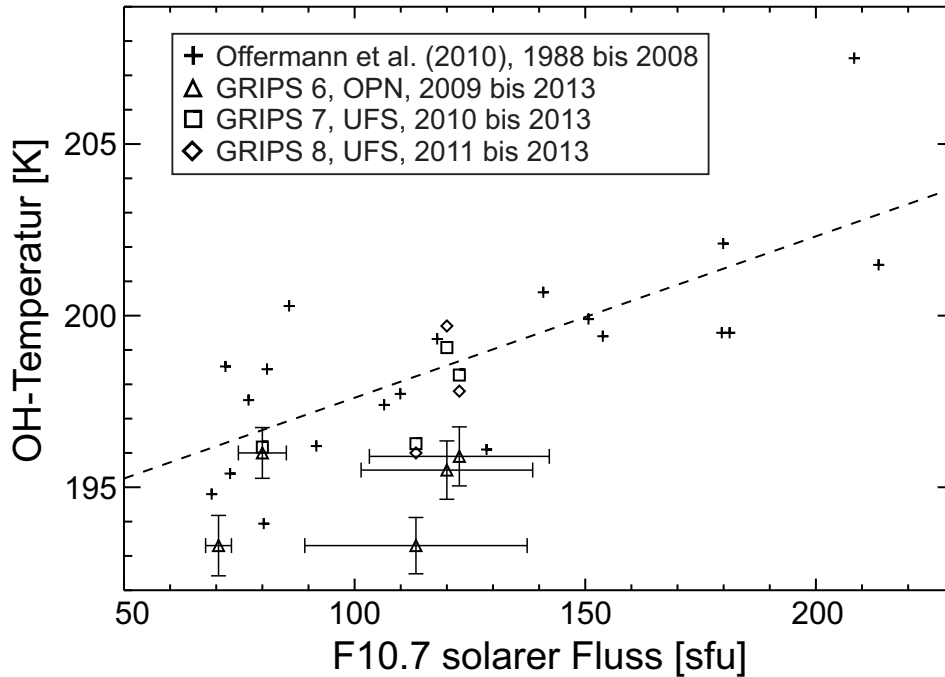


Abbildung 4.13: Reproduktion von Abbildung 5 aus Offermann et al. (2010): Auftragung der Jahresmitteltemperatur gegen den Jahresmittelwert des F10.7-Index der Solarstrahlung („+“ und Ausgleichsgerade). Zusätzlich wurden die entsprechenden Werte für Oberpfaffenhofen (Dreiecke) und das Schneefernerhaus (GRIPS 7: Quadrate, GRIPS 8: Rauten) eingetragen. Die Fehlerbalken berücksichtigen die Unsicherheit der Jahresmitteltemperatur und die jeweilige Schwankungsbreite des F10.7-Werts. Sie gelten für alle drei Instrumente. Weitere Details sind im Text erläutert.

die nicht auf den Jahresgang zurückzuführen sind. French and Klekociuk (2011) schließlich erwähnen im Zusammenhang mit der multivariaten bzw. multiplen Regressionsanalyse auch die Aktivität planetarer Wellen, Gezeiten, Schwerewellen, der Quasi-Biennalen Oszillation sowie impulsive Ereignisse wie plötzliche Stratosphärenerwärmungen, solare Strahlungsausbrüche, Vulkanausbrüche und den langfristigen Ozonabbau. Sie kommen zu dem Schluss, dass der Einfluss der meisten dieser Größen auf die OH-Temperatur nicht präzise genug quantifizierbar ist und zählen sie letztlich zur nicht erklärten Variabilität. Unstrittig ist mittlerweile, dass der solare Einfluss V_S wahrscheinlich größer als der langfristige Trend α ist.

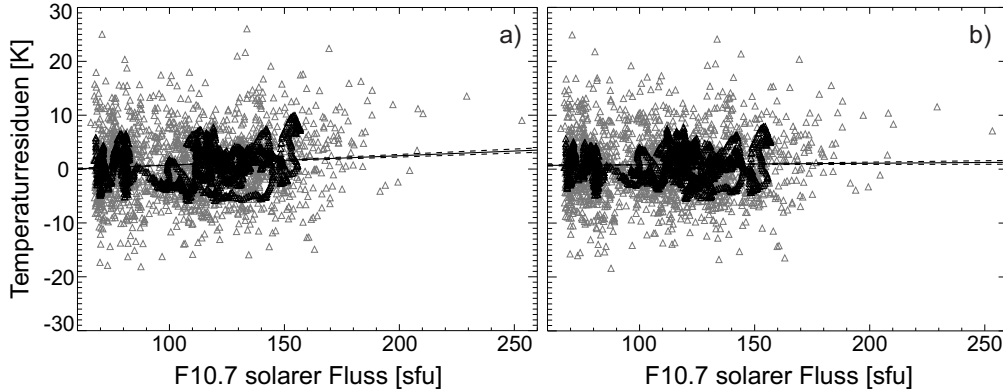


Abbildung 4.14: Residuen der OH-Temperaturnachtmittelwerte aus Oberpfaffenhofen gegen das 81-Tage-Mittel des F10.7-Index der Solarstrahlung (grau). In schwarz ist das über 30 Tage gleitende Mittel der OH-Temperaturen aufgetragen, wie es Azeem et al. (2007) verwenden. Abbildung a) zeigt die Temperaturresiduen bei ausschließlicher Berücksichtigung saisonaler Schwankungen, Abbildung b) bei zusätzlicher Berücksichtigung einer quasi-zweijährigen Oszillation. Für den Fall a) lässt sich eine Abhängigkeit der Temperatur von der solaren Einstrahlung in der Größenordnung von 0,017 K/sfu bis 0,019 K/sfu ableiten, für Fall b) beträgt der Zusammenhang lediglich 0,002 K/sfu bis 0,006 K/sfu. In Anbetracht der großen Streuung der Datenpunkte und des Mangels an hohen F10.7-Werten ist dieser Zusammenhang jedoch kaum als signifikant zu bezeichnen.

Einige GRIPS-Zeitreihen sind mittlerweile zumindest lang genug, um eine vorläufige Zerlegung gemäß Gl. (4.1) zu versuchen und den Wertebereich für V_S sowie α einzuschränken und mit publizierten Werten zu vergleichen. Bei der Bestimmung von V_S nehmen Azeem et al. (2007) das 81-Tage-Mittel des F10.7-Index als Maß für die solare Einstrahlung und vergleichen es mit dem 30-Tage-Mittel der OH-Temperatur (nach Abzug von V_J). Offermann et al. (2010) greifen bei ihrer erheblich längeren OH-Temperaturzeitreihe auf Jahresmittelwerte beider Parameter zurück. Abbildung 4.13 zeigt eine Reproduktion von Abbildung 5 aus Offermann et al. (2010), in die zusätzlich die entsprechenden Werte für GRIPS 6 aus Oberpfaffenhofen sowie GRIPS 7 und GRIPS 8 vom Schneefernerhaus eingetragen sind. Eine sfu (*engl.: solar flux unit*) entspricht $10^{-22} \text{ W m}^{-2} \text{ Hz}^{-1}$. Der systematische Unterschied zwischen GRIPS 7 und GRIPS 8 ist vorher entfernt worden (s. Kapitel 3.7). Während die Mittelwerte von Offermann et al. (2010) aus den Jahren 1988 bis 2008 stammen, beruht der erste Mittelwert des GRIPS 6 auf Messungen aus dem Jahr 2009. Es gibt daher keinen unmittelbaren Überlapp der verschiedenen Datensätze. Während des ausgedehnten solaren Minimums zwischen 2009 und 2013 steigt der F10.7-Index kaum über 120 sfu. Eine

Tabelle 4.2: Mögliche Stärke des Einflusses der Sonneneinstrahlung auf die OH-Temperaturen, berechnet mit verschiedenen Methoden basierend auf den beiden längsten dafür geeigneten Zeitreihen. Mit Ausnahme der Werte für die letzte Berechnungsmethode stimmen sie für beide Instrumente im Rahmen ihrer Unsicherheiten überein. Aufgrund der großen Streuung der Einzelwerte, aus denen die Zusammenhänge hergeleitet werden, können sie letztlich nicht als signifikant angesehen werden. Dennoch liegen sie in der erwarteten Größenordnung und sind vergleichbar mit der Angabe von 0,035 K/sfu aus Offermann et al. (2010), die auf einer besseren Datengrundlage von 20 Jahren basiert, die auch Jahre mit hoher solarer Einstrahlung einschließt.

Datengrundlage	GRIPS 6 (01/2009-08/2014)	σ_{G6} [K]
Residuen	0,019 K/sfu \pm 0,005 K/sfu	6,18
Residuen, 30-Tage Mittel	0,017 K/sfu \pm 0,003 K/sfu	3,20
Residuen, mit QBO	0,006 K/sfu \pm 0,005 K/sfu	5,99
Residuen, 30-Tage M., QBO	0,003 K/sfu \pm 0,002 K/sfu	2,81
	GRIPS 8 (09/2010-08/2014)	σ_{G8} [K]
Residuen	0,015 K/sfu \pm 0,007 K/sfu	6,11
Residuen, 30-Tage Mittel	0,024 K/sfu \pm 0,004 K/sfu	2,82
Residuen, mit QBO	0,014 K/sfu \pm 0,007 K/sfu	5,99
Residuen, 30-Tage M., QBO	0,023 K/sfu \pm 0,004 K/sfu	2,70

Ausgleichsrechnung auf der bisherigen Datengrundlage ist daher nicht sinnvoll. Ein erster qualitativer Vergleich zeigt, dass die an der UFS ermittelten Werte gut mit den Werten von Offermann et al. (2010) übereinstimmen. Die Werte des GRIPS 6 sind dagegen systematisch verschoben. Beschränkt man die publizierten Werte (+) auf den Bereich bis 120 sfu, so lässt sich auch in diesen kein klarer Zusammenhang zwischen den OH-Temperaturen und der solaren Aktivität mehr identifizieren. Bei der gesamten Analyse sollte zudem in Betracht gezogen werden, dass die Mittelwerte beider Parameter sich aus individuell stark schwankenden Einzelwerten zusammensetzen. Besonders der F10.7-Wert weist im Übergang vom solaren Minimum zu erhöhter Aktivität große Schwankungen auf (dargestellt: 1 σ -Bereich). Für gewisse Jahre ist der Mittelwert des F10.7-Werts unter Umständen nicht so repräsentativ wie für andere Jahre.

Zum Vergleich wird die Analyse mit der Methode von Azeem et al. (2007) wiederholt. Dies erhöht die statistische Daten-Grundlage, so dass auch für die wenigen bisher verfügbaren Jahre ein vorläufiger Zusammenhang zwischen solarer Einstrahlung und OH-Temperatur ermittelt werden kann. Der Nachteil dieses Ansatzes besteht darin, dass zunächst die saisonalen Schwankungen aus der Zeitreihe entfernt werden müssen. Spätestens bei den in den Abbildungen 4.15 und 4.16 vorgestellten vollständigen Analysen zeigt sich, dass die so berechneten Residuen

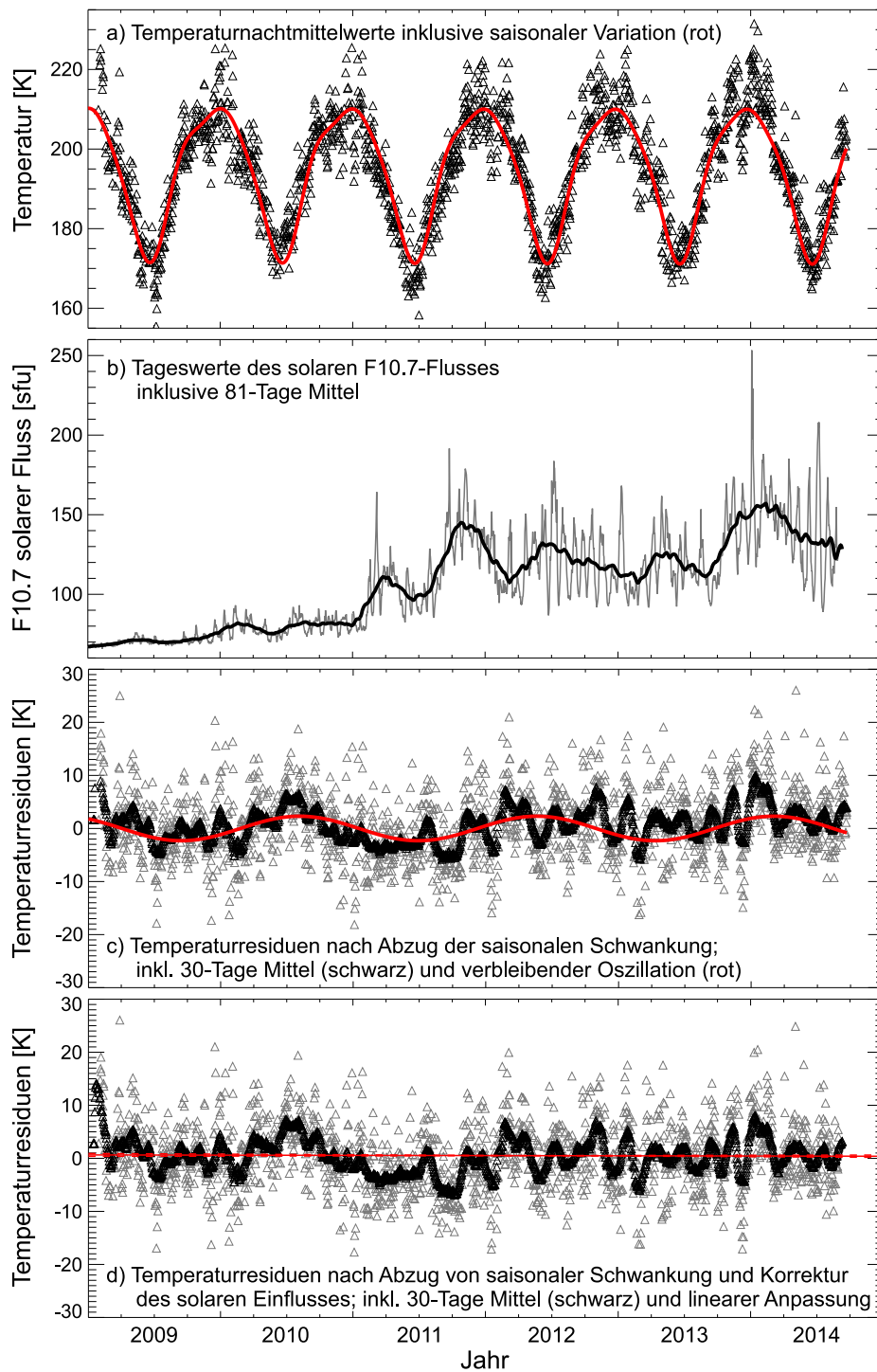


Abbildung 4.15: Teilbild a) zeigt die Nachtmittelwerte der OH-Temperatur über Oberpfaffenhofen (Version 1.4, s. Kapitel 3.7) mit dem saisonalen Gang, bestehend aus Jahres-, Halbjahres- und Dritteljahresgang (rot). Teilbild b) zeigt die parallele Entwicklung des F10.7-Index (Tageswerte: grau, 81-Tage-Mittel: schwarz). Die unteren Abbildungen zeigen die Residuen von a) ohne bzw. mit Berücksichtigung des Einflusses der solaren Einstrahlung (c) bzw. d), angesetzt mit 0.035K/sfu sowie verbleibender zweijähriger Oszillation (c)) bzw. der langfristigen Änderung der Temperaturen (d)) während des dargestellten Messzeitraums (rot).

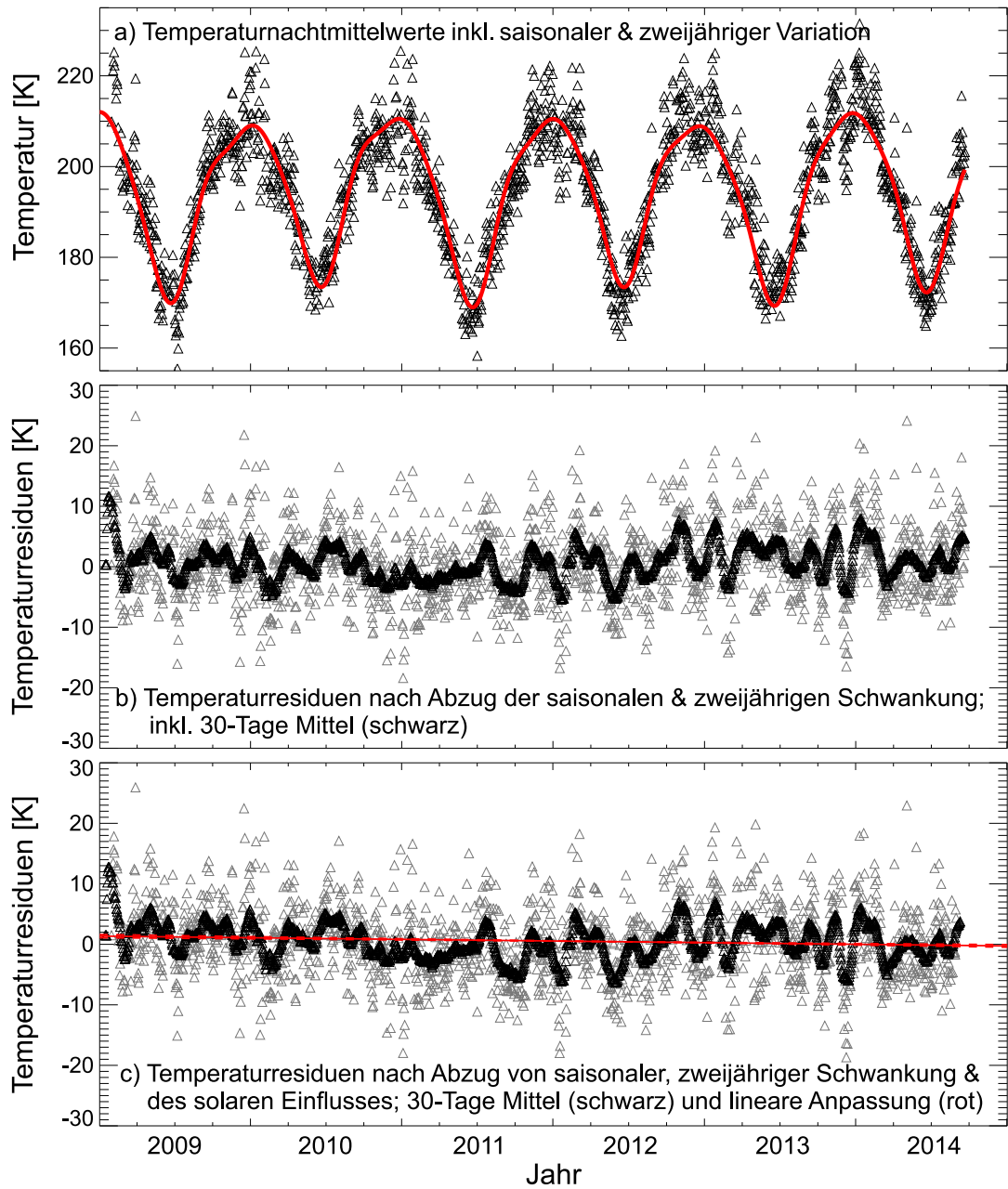


Abbildung 4.16: Wie Abbildung 4.15 a), c) und d). Zusätzlich zur saisonalen Schwankung wurde die in Abbildung 4.15 c) dargestellte quasi zweijährige Schwingung entfernt, für die eine Periode von 652 Tagen bestimmt werden konnte. Berücksichtigt man sie bei der Analyse, ändert sich sowohl die Abschätzung des solaren Einflusses als auch der Schätzwert für die langfristige Änderung.

Tabelle 4.3: Mögliche Werte für die langfristige Änderung der OH-Temperatur, α , in Oberpfaffenhofen über den Messzeitraum von gut 5,5 Jahren. Bei der Berechnung der Residuen wurden die saisonalen Schwankungen (Zeile 1 und 2) bzw. zusätzlich eine quasi-zweijährige Schwingung (Zeile 3 und 4) sowie bei allen der solare Einfluss gemäß Offermann et al. (2010) entfernt. Die zugehörigen Datenreihen sind in den Abbildungen 4.15 und 4.16 dargestellt.

Datengrundlage	α GRIPS 6 (01/2009-08/2014)	σ_{G6} [K]
Residuen	-0,47 K/Dek. $\pm 0,94$ K/Dek.	6,20
Residuen, 30-Tage Mittel	-1,26 K/Dek. $\pm 0,43$ K/Dek.	3,23
Residuen, mit QBO	-3,08 K/Dek. $\pm 0,91$ K/Dek.	6,06
Residuen, 30-Tage M., QBO	-3,37 K/Dek. $\pm 0,39$ K/Dek.	2,93

noch eine oder mehrere systematische Modulationen beinhalten, die eine simple Auftragung der Residuen gegen den F10.7-Wert erschweren. Die Existenz einer etwa zweijährigen Schwingung in der Stratosphäre, der sog. Quasi-Biennalen Oszillation (QBO), ist dabei wissenschaftlich belegt. Es ist plausibel, dass sie über verschiedene Wechselwirkungsmechanismen auch die Temperaturen in der Mesopausenregion beeinflussen kann. Da die Phasenlage der QBO höhenabhängig ist, existiert kein einfacher eindimensionaler Schätzer für ihren Einfluss auf die OH-Temperaturen. Also wird in der Zeitreihe lediglich nach einer Oszillation mit einer Periode von etwa 2 Jahren gesucht. Dazu wird wie bei der Ermittlung des saisonalen Gangs die Harmonische Analyse verwendet. Es ergibt sich eine weitere Schwingung mit einer Periode von 652 Tagen. Deren Amplitude in Höhe von 2,4 K ist sogar größer als die Amplitude des Dritteljahresgangs mit nur etwa 1,5 K.

Vergleicht man die verschiedenen Schwingungen anhand des Anteils der Varianz, den sie jeweils in der Zeitreihe erklären, so zeigt sich, dass der Jahresgang ca. 76,8 % erklärt. Der Halbjahresgang verursacht noch etwa 3,9 % der Varianz, die quasi zweijährige Schwingung erklärt weitere 1,2 %, der Dritteljahresgang dagegen nur noch 0,8 %. Die Berechnung der Residuen wird daher einmal mit und einmal ohne Berücksichtigung dieser quasi-zweijährigen Schwingung durchgeführt. So ergeben sich aus der Auftragung der Residuen gegen die solare Einstrahlung je nach Datenreduktion für den Einfluss der solaren Strahlung Werte zwischen $0,003 \text{ K/sfu} \pm 0,002 \text{ K/sfu}$ und $0,024 \text{ K/sfu} \pm 0,004 \text{ K/sfu}$ (vgl. Tabelle 4.2). Die Berücksichtigung der QBO führt dabei zu kleineren Werten. Dies lässt sich auf die Phasenlage der Schwingung zurückführen: so lässt sich Abbildung 4.16 entnehmen, dass zu Beginn der Zeitreihe im Sommer 2009 niedrigere Temperaturen erreicht werden als am Ende der Zeitreihe im Sommer 2014. Diese Unterschiede werden zu einem Teil von der quasi-zweijährigen Schwingung erklärt und weniger durch eine Änderung der solaren Einstrahlung. Es ist jedoch auch klar, dass der bisherige Datensatz eine sichere quantitative Bestimmung des Zusammenhangs zwischen solarer Einstrahlung und Änderung der Temperatur nicht

zulässt. Denn die Streuung der Einzelwerte ist mit 3 K bis 6 K (1σ) im Verhältnis zur berechneten Abhängigkeit sehr hoch. Für die folgende Analyse wird daher der Wert von 0,035 K/sfu aus Offermann et al. (2010) verwendet, der auf einer wesentlich besseren Datengrundlage von 20 Jahren und beinahe zwei vollständigen 11-Jahres-Zyklen der solaren Aktivität basiert.

In Tabelle 4.3 sind die möglichen Werte für die langfristige Änderung der OH-Temperatur (α aus Gl. (4.1)) zusammengefasst, die sich demnach aus den unterschiedlichen Vorbehandlungen der Zeitreihe von GRIPS 6 für den Messzeitraum ergeben. Dabei wurde angenommen, dass α eine lineare Abhängigkeit repräsentiert. Je nach Vorbehandlung ergeben sich also Werte von etwa -0,5 K/Dekade bis -3,4 K/Dekade. Durch die zusätzliche Entfernung der quasi-zweijährigen Schwingung verringert sich die Varianz der Residuen insgesamt um ca. 4,5%, zusätzlich verbessert sich auch die Korrelation mit den F10.7-Werten. Die langfristige Temperaturabnahme über den Messzeitraum vergrößert sich dadurch um über -2 K/Dekade. Die Auswirkung der Korrektur des solaren Einflusses auf das Endergebnis ist jedoch am größten; der zugrunde gelegte Wert von $V_S=0,035$ K/sfu führt über den betrachteten Zeitraum zu einer Änderung von etwa 3,5 K. Bei Nichtberücksichtigung dieses Terms wäre die langfristige Änderung der Temperatur in allen Fällen positiv. In Anbetracht aller Unsicherheiten und der starken Streuung der verwendeten Nachtmittelwerte sind jedoch alle abgeleiteten Werte noch nicht als signifikant anzusehen.

4.6 Vertikale Ausbreitung

Zusätzlich zu den Temperaturen des OH(3-1)-P-Zweigs zeichnen die Instrumente auch die Intensitäten der Q-Zweige des OH(3-1)- und des OH(4-2)-Übergangs auf (vgl. Abbildung 2.7). Seit langem wird diskutiert, ob die Emissionen von Vibrationsübergängen mit unterschiedlichen Ausgangsniveaus aus unterschiedlichen Höhen erfolgen (z.B. Lopez-Moreno et al. (1987)). Damit würde simultane Beobachtung mehrerer OH-Banden Informationen über die vertikale Ausbreitung von Schwerewellen beinhalten (z.B. Snively et al. (2010)). Spätestens aus den spektral aufgelösten satellitengestützten Messungen von ENVISAT/SCIAMACHY ist klar, dass selbst nahe beieinanderliegenden unterschiedlichen Vibrationsniveaus tatsächlich unterschiedliche Schwerpunkthöhen zugeordnet werden können. Unter Zuhilfenahme von umfangreichen Modellrechnungen ermittelten von Savigny et al. (2012), dass sich die Schwerpunkthöhen der Emissionen im Mittel um etwa 500 m pro Vibrationsniveau unterscheiden. Andere Publikationen sprechen von bis zu 1000 m (McDade (1991)). Bei der Diskussion des Einflusses der Bewölkung auf die Emissionen in Kapitel 2.5 wurde festgestellt, dass sich das Verhältnis der Intensitäten der beiden Q-Zweige nicht nur bei nachgewiesener Bewölkung sondern auch in Gegenwart von atmosphärischen Wellen ändern kann (vgl. Abbildungen 2.23 und 2.25). Damit ist dieses Verhältnis zwar nicht ohne weiteres für die eindeu-

tige Identifikation von Wolken geeignet, es offenbart aber zusätzliche Optionen für die Ermittlung von Eigenschaften der Wellen, die die Emission beeinflussen. Die Änderung des Intensitätsverhältnisses kann dahingehend interpretiert werden, dass eine vertikal propagierende Welle beide Emissionen zum gleichen Zeitpunkt unterschiedlich stark beeinflusst. Anders ausgedrückt: die Änderung einer Emission eilt der anderen zeitlich voraus oder nach.

Bevor die Emissionen der entsprechenden Nächte einer Spektralanalyse unterzogen werden können, um den zeitlichen Versatz genau zu bestimmen, muss allerdings der Einfluss des $O_2(^1\Delta_g)$ -Übergangs auf den $OH(4-2)$ -Übergang geklärt werden. Wie in Kapitel 2.5 beschrieben, klingt diese Emission nach Sonnenuntergang mit einer Halbwertszeit von etwa einer Stunde ab. Obwohl die Emission zu diesem Zeitpunkt noch nicht vollständig verschwunden ist, hat sich in der Praxis gezeigt, dass sie ab diesem Zeitpunkt die integrierte Intensität des $OH(4-2)$ -Q-Zweigs nicht mehr systematisch verfälscht. Dies liegt unter anderem an ihrer niedrigeren Schwerpunkthöhe von 84 km und der starken Abhängigkeit vom lokalen Sonnenzenitwinkel, die beide von Mulligan and Galligan (1995) ausführlich diskutiert werden. Für die folgenden Untersuchungen werden die Datensätze daher auf den Zeitraum zwischen einer Stunde nach Sonnenuntergang begrenzt. Zudem werden nur Datensätze herangezogen, die keine Hinweise auf Bewölkung zeigen. Daten die diesbezüglich zweifelhaft sind, werden von der Analyse ausgeschlossen. In den verbleibenden Datensätzen wird mit der Harmonischen Analyse nach den dominanten Perioden gesucht, die sich gleichzeitig in den Emissionen beider Q-Zweige nachweisen lassen. Anschließend wird der Phasenversatz $\Delta\phi$ zwischen den Oszillationen bestimmt. Bei Kenntnis des Höhenunterschieds Δh zwischen beiden Emissionen lässt sich daraus die vertikale Wellenlänge λ_z der zugrunde liegenden Welle ableiten (Fagundes et al. (1995)):

$$\lambda_z = \Delta h \frac{2\pi}{\Delta\phi}. \quad (4.3)$$

Abbildung 4.17 zeigt den Verlauf der Intensitäten beider Q-Zweige und deren Verhältnis für die Nacht des 21.1.2012 auf den 22.1.2012, gemessen mit dem GRIPS 9 in ALOMAR. Dafür werden die Intensitäten auf ihren jeweiligen Mittelwert normiert, der im Anschluss abgezogen wird, so dass die Residuen in den Darstellungen a), b) und c) besser miteinander vergleichbar sind. Dabei ergibt sich die in b) gezeigte Intensitätsvariation nach Abzug der ersten dominanten Schwingung von den in a) dargestellten Intensitäten (entsprechend folgt c) aus b)). Auf diese Weise werden drei dominante Schwingungen mit 3,0 h, 15,9 h und 7,0 h Periode bestimmt, von denen die erste und die dritte einen deutlichen Phasenversatz zwischen beiden Q-Zweigen zeigen. Die Abbildungen d) und e) zeigen die äquivalente Analyse für das Intensitätsverhältnis beider Zweige mit den ersten zwei dominanten Schwingungen (bei abweichender Normierung).

Im Mittel beträgt die Intensität des $OH(3-1)$ -Q-Zweigs ca. 74% der Intensität des $OH(4-2)$ -Q-Zweigs. Das Verhältnis unterliegt dabei Schwankungen von gut

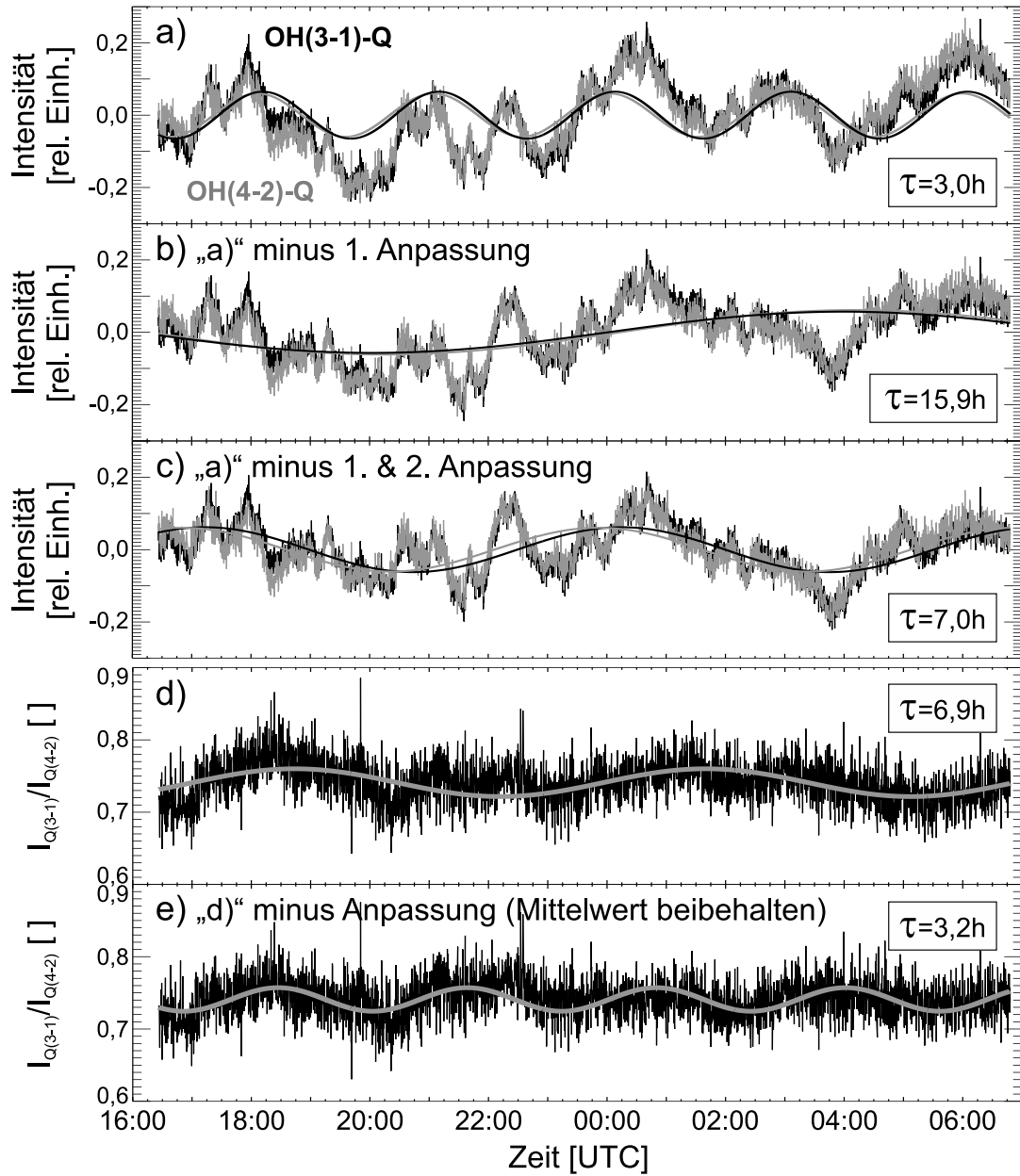
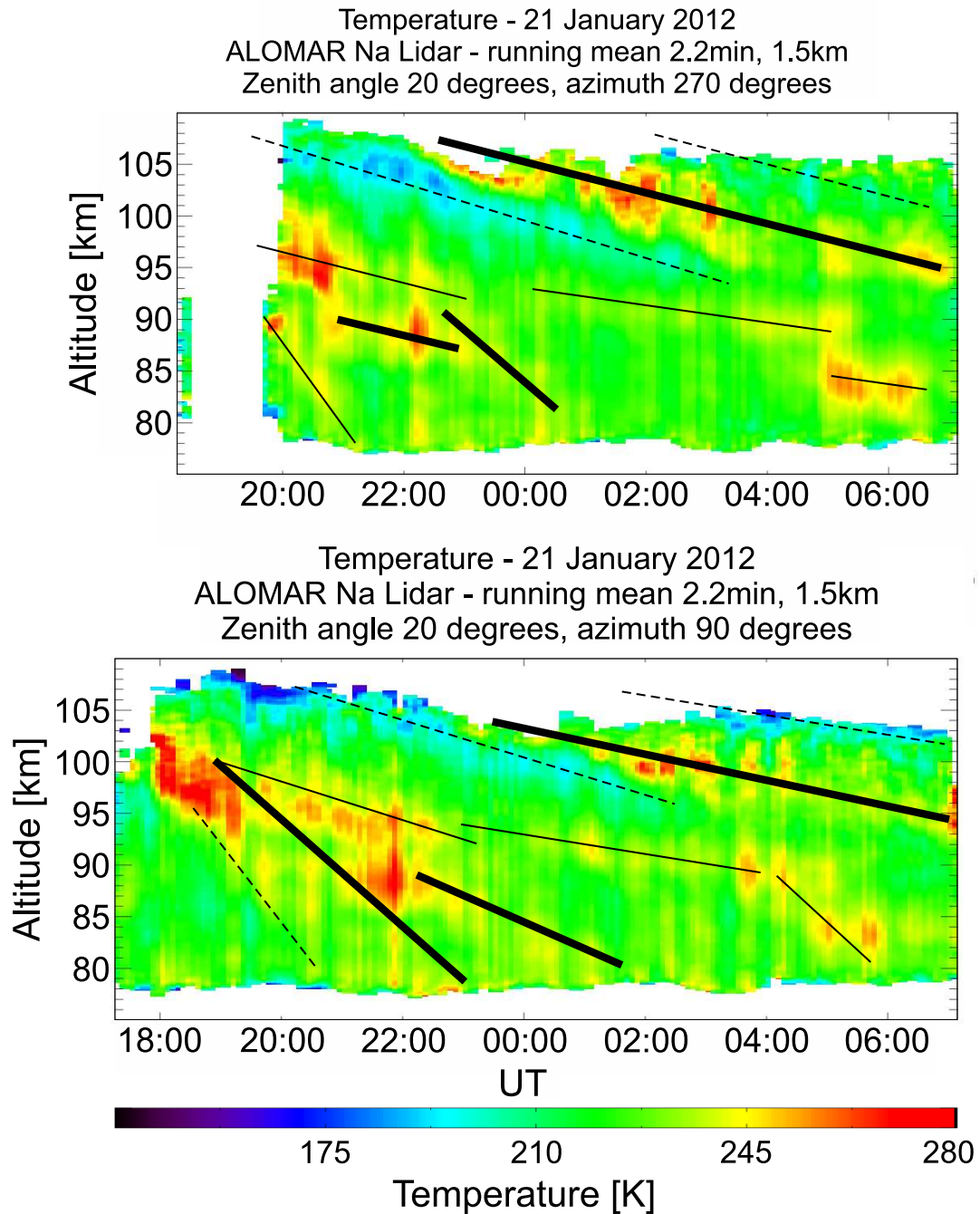


Abbildung 4.17: Harmonische Analyse des Verlaufs der Intensität der Q-Zweige und ihres Verhältnisses für die Messnacht des 21.1.2012 auf den 22.1.2012 in ALOMAR. Abbildungen a) bis c) zeigen die Identifikation dreier dominanter Perioden in den Residuen der Intensitäten. Abbildungen d) und e) zeigen, dass zwei dieser Perioden unabhängig davon auch im Verhältnis der Intensitäten identifiziert werden können. Nähere Erläuterungen im Text.

$\pm 5\%$. Dabei scheinen die relativen Maxima des Verhältnisses in d) um 18:00 UTC oder um 01:00 UTC mit sinkenden Intensitäten und das Minimum um 05:00 UTC mit steigenden Intensitäten in a) zusammenzufallen. Die Harmonische Analyse identifiziert als dominante Perioden in der Zeitreihe des Verhältnisses 6,9 h und 3,2 h. So passen die im Intensitätsverhältnis identifizierten Perioden gut zu den zuvor in den individuellen Zeitreihen gefundenen Schwingungen. Der darin gefundene Phasenversatz für die Schwingungen 1 und 3 muss also real sein und stellt keine Ungenauigkeit des Verfahrens dar. Mangels Phasenversatz tritt die in den Ausgangsdaten klar erkennbare Schwingung 2 mit 15,9 h Periode im Intensitätsverhältnis nicht mehr auf. Da die OH(4-2)-Emission der OH(3-1)-Emission zeitlich vorseilt, bewegen sich die Phasenfronten der zugehörigen Wellen offenbar nach unten, d.h. der Energietransport erfolgt von unten nach oben (s. Kapitel 2.6). In der Abschätzung von λ_z wird für Δh ein Wert von 750 m \pm 250 m zugrunde gelegt, um den unterschiedlichen Literaturangaben für die Schwerpunkthöhe Rechnung zu tragen. Daraus ergibt sich für die dreistündige Oszillation $\lambda_z = 25,9$ km \pm 8,6 km und für die siebenstündige entsprechend $\lambda_z = 13,7$ km \pm 4,6 km.

Diese Werte lassen sich in ALOMAR gut mit den Messungen des Na-Lidars vergleichen. Abbildung 4.18 zeigt die Zeitreihen der Temperaturprofile beider Strahlen des Na-Lidars derselben Nacht. Die abwärts wandernden Phasenfronten verschiedener Wellen sind deutlich zu erkennen. Diese Messungen offenbaren dabei auch, wie stark sich das Temperaturprofil im Abstand einiger Kilometer verändern kann. Für die angegebenen Azimut- und Zenitwinkel liegen die Messpunkte der beiden Lidarstrahlen in 87 km Höhe horizontal etwa 60 km auseinander. Das Gesichtsfeld des GRIPS 9 befindet sich dabei mittig zwischen den beiden Strahlen, überlappt aber mit keinem Strahl. Dennoch sollten alle Instrumente dieselben dominanten großen Strukturen sehen. Für eine mit den GRIPS-Daten vergleichbare Analyse werden die Lidardaten zu Höhenbereichen von jeweils 1 km Mächtigkeit zusammengefasst. Auf die Zeitreihen für den Höhenbereich zwischen 82 km und 92 km wird im Anschluss die Harmonische Analyse angewandt. So können Oszillationen von 3,0 h und 6,6 h Periode in Strahl 1 bzw. 3,2 h und 6,3 h Periode in Strahl 2 identifiziert werden. Die Wellenlängen, die sich aus den Höhenprofilen selbst ergeben, betragen 12,3 km (11,3 km) und 25,4 km (25,4 km). Sowohl Perioden als auch Wellenlängen stimmen hervorragend mit den Resultaten aus den GRIPS-Daten überein. Die Tatsache, dass die Periode der einen Schwingung mit 6,3 h bzw. 6,6 h geringfügig niedriger ausfällt als bei GRIPS 9 mit 7 h könnte auf die unterschiedlichen Mittelungsbereiche zurückzuführen sein. Schon die Unterschiede zwischen den Werten für die beiden Lidar-Strahlen selbst zeigen, dass die erreichbare Genauigkeit bzw. Übereinstimmung begrenzt ist. Aufgrund der Herausforderungen bei Betrieb und Verarbeitung der Lidardaten stehen erst 11 Messnächte beider Instrumente für einen derartigen Vergleich zur Verfügung. In den entsprechenden GRIPS-Daten konnte λ_z erfolgreich für acht Wellen bestimmt werden, für 28 weitere ließ sich die Wellenlänge mangels ausreichender Phasendifferenz nicht bestimmen. Die Ergebnisse des Vergleichs mit den Lidar-



Preliminary analysis (not for publication) by Ulf-Peter Hoppe & Tim Dunker

Abbildung 4.18: Na-Lidar-Profile aus der Nacht vom 21.1.2012 auf den 22.1.2012 in ALOMAR. Deutlich lassen sich in den Temperaturen abwärts propagierende Phasen erkennen. Der vertikale Abstand zwischen den Bereichen relativer Temperaturmaxima beträgt ca. 25 km (dicke Hilfslinien) bzw. etwa die Hälfte (dünne Hilfslinien), gestrichelte Linien heben die Bereiche relativer Temperaturminima hervor. Die Na-Lidardaten wurden freundlicherweise von Ulf-Peter-Hoppe und Tim Dunker für diesen Vergleich zur Verfügung gestellt.

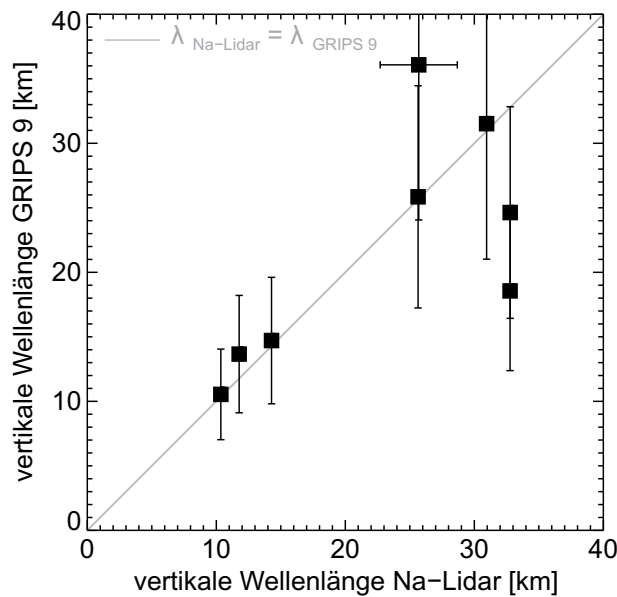


Abbildung 4.19: Aus GRIPS-Daten bestimmte vertikale Wellenlängen im Vergleich mit vertikalen Wellenlängen aus Lidarprofilen. Im Rahmen der Unsicherheit stimmen die Angaben in sieben von acht Fällen überein. Die Unsicherheiten der aus den Lidardaten abgeleiteten Werte folgen aus den Unterschieden zwischen den Werten für die beiden Strahlen.

daten sind in Abbildung 4.19 dargestellt. Zusätzlich zu den Wellenlängen, die sich mit den aus GRIPS-Daten bestimmten Wellenlängen vergleichen lassen, wurden in den Lidardaten noch 18 weitere Wellen identifiziert, deren Wellenlänge kleiner als 10 km ist. Diese lassen sich in den GRIPS-Daten offenbar nicht identifizieren, weil sich die von ihnen verursachte Variation durch Faltung mit der vertikalen Mächtigkeit der OH-Schicht (im Durchschnitt ca. 8 km) herausmittelt.

Vergleich mit weiteren Emissionen

Im Zusammenhang mit der Ableitung vertikaler Wellenlängen wird häufig der OH(6-2)-Übergang bei etwa 840 nm gleichzeitig mit dem O₂b(0-1)-Übergang bei 865 nm, dessen Emissionen aus 94 km bis 96 km stammen, beobachtet. Seit 2013 stehen erstmals Daten des im Aufbau befindlichen Spektrometers TANGOO (*Tilting-filter spectrometer for atmospheric nocturnal ground-based oxygen & hydroxyl emission measurements*) zur Verfügung, das diese beiden Übergänge vermisst. Es bietet sich daher ein Vergleich der GRIPS 6 Daten mit den Daten dieses Instruments zur weiteren Verifizierung der abgeleiteten vertikalen Wellenlängen an.

Abbildung 4.20 zeigt zwei Messnächte aus diesen parallelen Beobachtungen. Während das GRIPS-Instrument bis weit in die Dämmerungsphasen misst, wird

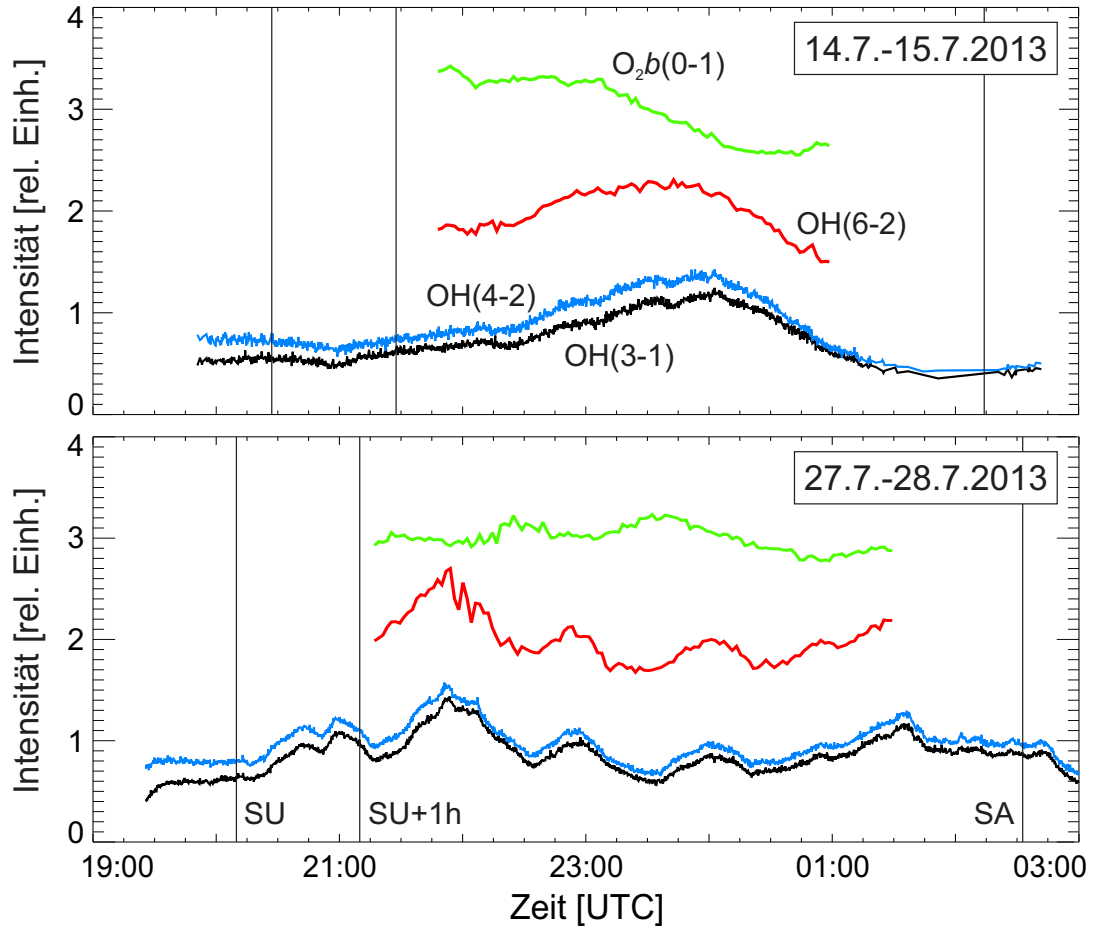


Abbildung 4.20: Die verschiedenen Intensitätsverläufe zweier ausgewählter Messnächte. Die vertikalen Linien bezeichnen die Zeitpunkte des Sonnenuntergangs (SU) und Sonnenaufgangs (SA) in 87 km Höhe. Ab einer Stunde nach Sonnenuntergang (SU+1h) ist die Kontamination des $OH(4-2)$ -Zweigs durch den $O_2(^1\Delta_g)$ -Übergang vernachlässigbar. Alle Verläufe wurden auf ihren Mittelwert normiert und für die bessere Übersicht versetzt dargestellt.

das andere Spektrometer aufgrund seines empfindlichen Photomultipliers nur bei größerer Dunkelheit betrieben. Für die Analyse wurden die GRIPS-Daten entsprechend angepasst. In der ersten Nacht vom 14.7. auf den 15.7.2013 lässt sich eindeutig dasselbe Verhalten in allen vier Emissionen beobachten. Dieses wird dominiert von einer Schwingung mit etwa 3,4 h Periode und sehr großer Amplitude, die sich bei den OH-Emissionen auf etwa $\pm 30\%$ und bei der O₂-Emission sogar auf $\pm 40\%$ der mittleren Intensität beläuft. Sie zeichnet sich zuerst in der O₂-Emission und dann mit jeweils wenigen Minuten Versatz in der OH(6-2)-, OH(4-2)- und OH(3-1)-Emissionen ab. Dies ist gleichbedeutend mit einer abwärts propagierenden Phase der zugehörigen Welle.

Die zweite dargestellte Nacht offenbart eine Oszillation mit deutlich kürzerer Periode. In dieser Nacht weicht das Verhalten der O₂-Emission allerdings deutlich von dem der verschiedenen OH-Emissionen ab. Mit Hilfe der Harmonischen Analyse kann jedoch auch in dieser wie in den OH-Emissionen eine Schwingung mit einer Periode von 1,2 Stunden identifiziert werden. Da die Intensitätsmaxima in der O₂-Emission in etwa mit den Intensitätsminima der OH-Emissionen zusammenfallen, erschließt sich ihre Phasenlage erst aus dem Kontext. Denn wieder wird die Schwingung zuerst in der OH(6-2)- und dann in der OH(4-2)- und der OH(3-1)-Emission beobachtet. Eine konsistente Phasenlage ergibt sich damit nur, wenn die O₂-Emission der OH(6-2)-Emission vorausseilt. Aus den Phasenversätzen und den Höhenunterschieden zwischen den unterschiedlichen Emissionen lassen sich nun für beide Nächte die folgenden vertikalen Wellenlängen abschätzen:

14./15.7.2013:

OH(3-1),OH(4-2): 24,9 km \pm 8,3 km,
 OH(4-2),OH(6-2): 33,1 km \pm 11,0 km,
 OH(6-2),O₂b(0-1): 35,5 km \pm 8,9 km,

27./28.7.2013:

OH(3-1),OH(4-2): 25,2 km \pm 8,4 km,
 OH(4-2),OH(6-2): 17,9 km \pm 6,0 km,
 OH(6-2),O₂b(0-1): 20,8 km \pm 5,2 km.

Beim Vergleich der OH- und O₂-Emissionen muss die Unsicherheit anders als für den bloßen Vergleich der OH-Intensitäten abgeschätzt werden. Der Abstand ihrer Emissionshöhen wird zumeist mit 8 km angesetzt (OH: 87 km, O₂: 95 km). Gelegentlich werden für O₂ auch Höhen von 94 km oder 96 km verwendet. Der Wert von 87 km bezieht sich zumeist auf die ‚eine‘ OH-Schicht und macht damit keine Einschränkungen an die Vibrationsübergänge, für welche diese Angabe gilt. In Anbetracht der Tatsache, dass gemäß der hier ausgeführten Überlegungen allein zwischen den Emissionen des OH(3-1)- und des OH(6-2)-Zweigs bereits über 2 km Höhenunterschied liegen, muss auch für die relative Höhe der OH(6-2)-Emission gegenüber der O₂-Emission eine gewisse Unsicherheit zugrunde gelegt

werden. Insgesamt wird daher der Höhenunterschied zwischen O₂- und OH(6-2)-Emission mit 8 km \pm 2 km angesetzt. Aufgrund des größeren Höhenunterschieds zwischen den Schichten ist die resultierende Unsicherheit bei der Abschätzung der vertikalen Wellenlänge damit dennoch geringer.

Im Jahr 2013 stehen für den Vergleich dieser Emissionen insgesamt 46 Messnächte zur Verfügung. Darin wurde systematisch nach den zwei stärksten Schwingungen gesucht. In 45 von insgesamt 92 Fällen liegt der Phasenunterschied für die OH-Emissionen nahe Null, so dass sich eine vertikale Wellenlänge nicht präzise abschätzen lässt. Immerhin lässt sich in einem Teil dieser Fälle zumindest das Vorzeichen, also die vertikale Ausbreitungsrichtung, noch bestimmen, so dass in 22 von den 45 Fällen von einer abwärts propagierenden Phase und in 8 Fällen von einer aufwärts propagierenden Phase ausgegangen werden kann. Für die restlichen 47 Schwingungen besteht in 14 Fällen zwischen den beiden Instrumenten ein klarer Widerspruch bzgl. Wellenlänge und Ausbreitungsrichtung. In 13 Fällen kann mit der Spektralanalyse nicht in allen Emissionen hinreichend genau dieselbe Periode identifiziert werden. In Immerhin 20 Fällen stehen die Ergebnisse in ähnlich guter Übereinstimmung wie in den diskutierten Beispielen. Geringe Phasenunterschiede können auf Wellen mit großer vertikaler Wellenlänge zurückgeführt werden, für die in den bisherigen Datensätzen und mit den verwendeten Methoden der verbleibende geringe Unterschied noch nicht genau genug quantifiziert werden kann. Widersprüchliche Phasenunterschiede können einerseits instrumentell bedingt sein, da für diesen Vergleich die Instrumente genau synchronisiert sein müssen, andererseits können auch geophysikalische Prozesse, die während der vertikalen Ausbreitung zu einer Änderung der Wellenparameter führen, hierfür verantwortlich gemacht werden. Da in etwa gleich vielen Fällen widersprüchliche Phasenunterschiede abgeleitet werden bzw. nicht einmal dieselben Perioden identifiziert werden können, scheinen diese Prozesse, zu denen beispielsweise das Brechen der Welle zählt, eine große Relevanz in der Mesopausenregion zu haben.

Beschränkt sich die Analyse ausschließlich auf GRIPS-Daten, so lässt sich die Datenbasis mit 139 Nächten und 247 identifizierten Oszillationen erheblich vergrößern. Wieder lässt sich mit 132 Fällen in gut der Hälfte des Datensatzes kein Phasenunterschied quantifizieren. In 93 Fällen (40%) wird eine abwärts wandernde Phasenfront inklusive der vertikalen Wellenlänge identifiziert. Lediglich in 7 Fällen (3%) kann eine aufwärts wandernde Phasenfront beobachtet werden. In den verbleibenden Fällen ist die Spektralanalyse nicht aussagekräftig, da diese Nächte starke Oszillationen mit Perioden aufweisen, die deutlich länger als die Beobachtungszeit sind. In diesen Fällen sind die bestimmten Wellenparameter ungenau und eignen sich nicht für die weitere Analyse. In Abbildung 4.21 sind die Wellenlängen aufgetragen, die im Verlauf des Jahres identifiziert werden können. Ein signifikanter Jahresgang ist trotz der zu erwartenden Filterung durch die wechselnden stratosphärischen Zonalwinde nicht zu erkennen. Dabei ist es unerheblich, ob es sich um die stärkste oder die zweitstärkste Oszillation in der jeweiligen Nacht handelt. Aufgrund der wenigen Fälle, für die sich eine

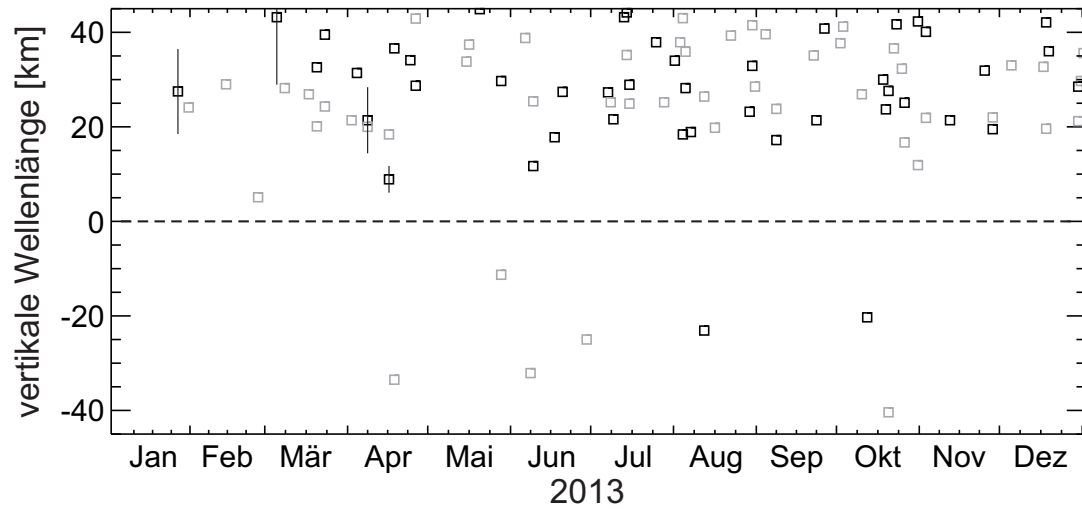


Abbildung 4.21: Jahresgang vertikaler Wellenlängen, die aus Beobachtungen mit dem GRIPS 6 für Oberpfaffenhofen in 2013 abgeleitet werden können. Die Unsicherheit beträgt ein Drittel des absoluten Wertes und ist nur für einige Fälle explizit dargestellt. Die jeweils stärkste Schwingung einer Nacht ist in schwarz dargestellt, die zweitstärkste in grau. Wellenlängen jenseits von 45 km sind auf derart geringe Phasenunterschiede zurückzuführen, dass sie sich in der Analyse nicht präzise bestimmen lassen. Positive Werte stehen für abwärts wandernde Phasenfronten (aufwärts gerichteten Energietransport).

aufwärts wandernde Phase abzeichnet, kann die scheinbare Beschränkung auf die Sommerzeit (April bis Oktober) nicht als gesichert angesehen werden; zumal der Oktober bereits zum Winterhalbjahr zu zählen ist. Darüber hinaus ist kein physikalischer Mechanismus bekannt, der eine Filterung dieser Wellen, die aus höheren Regionen in die Mesopausenregion wandern, bewirken sollte. Es kann höchstens spekuliert werden, dass es sich um ursprünglich aufwärts wandernde Wellen handelt, die in großer Höhe reflektiert werden. Solche Reflexionen sind an bestimmte Temperatur- und Windprofile gebunden, die ihrerseits eine jahreszeitliche Abhängigkeit aufweisen könnten. Wie zuvor in ALOMAR werden signifikant weniger Wellen mit Wellenlängen kleiner als etwa 10 km bis 15 km registriert. Dies lässt sich auf die endliche Mächtigkeit der OH-Schicht zurückführen. Bei einer mittleren Ausdehnung von 8 km sollten Wellen mit einer vertikalen Wellenlänge ab 16 km die deutlichsten Signaturen hinterlassen. Dies lässt sich gut mit den Beobachtungen in Übereinstimmung bringen.

4.7 Infraschall

Ein wichtiges Ziel bei der Konstruktion der GRIPS-Instrumente ist die Detektion von Infraschall. Dabei bestehen die wesentlichen Herausforderungen in der zeitlichen und räumlichen Auflösung. Der Periodenbereich von Infraschall erstreckt sich von etwa 0,1 s bis 300 s; die zugehörige Wellenlänge hängt von der Periode und der Umgebungstemperatur ab. Für eine Periode von 30 Sekunden und typische Temperaturen ergibt sich eine Wellenlänge von etwa 8 km. Die räumliche Auflösung ist in horizontaler Richtung vom Öffnungswinkel des Instruments und in vertikaler Richtung von der Ausdehnung der OH-Schicht begrenzt. Je nachdem, ob die Instrumente mit Parabolspiegel ausgerüstet sind, ergibt sich eine horizontale Abmessung der Gesichtsfelder von ca. 6 km bis 24 km, während die Schichtdicke im Mittel bei 8 km liegt. Mit einer typischen zeitlichen Auflösung von 15 Sekunden, im Fall von GRIPS 7 und GRIPS 13 sogar 10 s bzw. 5 s kann der langperiodische Bereich von Infraschallwellen erschlossen werden. Aufgrund der räumlichen Filterung sollten die zu erwartenden Signale zumeist jenseits von 30 Sekunden liegen. Mehrere Untersuchungen auf Infraschallsignale in den GRIPS-Daten sind bereits an anderer Stelle publiziert, sie werden hier nur kurz zusammengefasst.

Hinweise auf Infraschall konnten erstmals von Bittner et al. (2010) in den ersten zeitlich hochaufgelösten Daten von GRIPS 5 aus dem Jahr 2008 identifiziert werden. Pilger et al. (2013a) gelang der sichere Nachweis von Infraschallwellen in den zeitlich hochaufgelösten Spektren von GRIPS 6, GRIPS 7, GRIPS 8 und GRIPS 9. Dabei wurden die Daten einer Spektralanalyse unterzogen und im Rahmen einer statistischen Auswertung Periodenbereiche identifiziert, in denen sich gehäuft Signale identifizieren lassen. Diese fallen mit bekannten Resonanzperioden bei 190 s, 270 s und 300 s zusammen, sog.: „2. akustische Harmonische“, „akustische Fundamentalmode“ und „Schwerewellenmode“. Die „1. akustische Harmonische“ bei ca. 230 s konnte nicht beobachtet werden. Dies ist vermutlich auf Filtermechanismen in der Atmosphäre zurückzuführen, die die Ausbreitung von Wellen in gewissen Periodenbereichen unterbinden (s. Pilger et al. (2013a) für Details).

Im Rahmen einer Fallstudie diskutieren Schmidt et al. (2013) die gleichzeitige Beobachtung von Infraschallwellen in den Instrumenten GRIPS 6 und GRIPS 13 und führen erstmals eine erste Abschätzung der Ausbreitungsgeschwindigkeit durch, die mit $335 \text{ m/s} \pm 60 \text{ m/s}$ jedoch höher ausfällt als für die Messbedingungen mit $T \approx 170 \text{ K}$ zu erwarten (260 m/s). Von Pilger et al. (2013b) wurden die Daten der Instrumente GRIPS 11, GRIPS 12 und GRIPS 13 auf Signale untersucht, die sich mit Quellen am Erdboden in Verbindung bringen lassen. Mittels Einsatz mehrerer Spektralanalyseverfahren und einer Ausbreitungsmodellierung gelang die Zuordnung zu Quellen, wie troposphärischen Tiefdruckgebieten, Vulkanaktivität oder sog. *mountain associated waves*, die beim Überströmen von

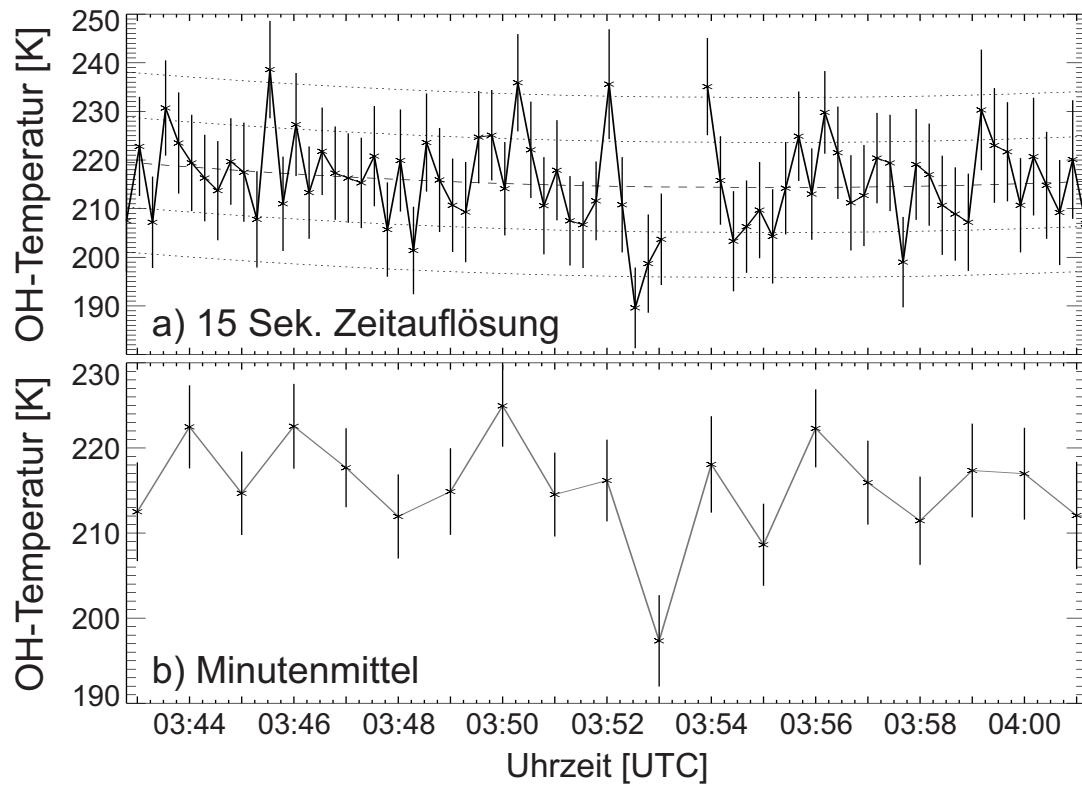


Abbildung 4.22: Temperaturzeitreihe des GRIPS 11 zwischen 03:43 UTC und 04:01 UTC. Abbildung a) zeigt den Verlauf in der höchsten zeitlichen Auflösung inklusive der langperiodischen Entwicklung (gestrichelt) sowie ihrer statistischen Schwankungsbreite ($\pm 1\sigma$, $\pm 2\sigma$: gepunktet); b) zeigt den Verlauf der Minutenmittel. Zwischen 03:53:15 UTC und 03:53:45 UTC fand eine Dunkelstrommessung statt. Etwa 4 Minuten nach einer starken Explosion am Ätna um 03:49:32 UTC kann gegen 03:53 UTC eine erhöhte Temperaturvariation beobachtet werden, die mit der erwarteten Laufzeit des Signals übereinstimmt.

Gebirgskämmen angeregt werden. Allerdings beschränkt sich die Mehrheit der zitierten Ergebnisse auf den Periodenbereich um 60 Sekunden und darüber. Dies ist nicht nur den gerade diskutierten Eigenschaften der Instrumente sondern auch dem Umstand geschuldet, dass mit zunehmender zeitlicher Auflösung die Unsicherheit der einzelnen Temperaturwerte steigt.

An dieser Stelle soll daher exemplarisch auf zwei transiente Ereignisse höherer Frequenz eingegangen werden. Dabei wird insbesondere die Signifikanz diskutiert, die sich im ersten Fall aus einer konkreten Quelle ergibt, mit der sich das Signal in Verbindung bringen lässt. Im zweiten Fall wird in einem Datensatz der höchsten derzeit verfügbaren zeitlichen Auflösung von 5 Sekunden ein vergleichbares Signal im Hinblick auf die Datenqualität und des zu erwartenden Verhaltens der OH-Emissionen in solchen und ähnlichen Situationen diskutiert.

Der Ätna stellt eine der verlässlichsten und am besten charakterisierten Quellen für Infraschall in Europa dar. Für den Zivilschutz wird der Vulkan von Seismometern, Infraschallmikrophonen und Infrarotkameras überwacht. Daher wird das GRIPS 11 seit dem 28.9.2011 in Catania auf Sizilien betrieben. Um die Wahrscheinlichkeit der Detektion von am Boden generierten Signalen zu erhöhen, wurde das Gesichtsfeld mittels Parabolspiegel verkleinert und der Zenitwinkel mit 17° so ausgelegt, dass es über dem Zentrum des Vulkans liegt.

Am 17.3.2013 wurde am Ätna um 03:49:32 UTC eine der stärksten Strombolischen Explosionen der vergangenen Jahre registriert. Die Laufzeit der entsprechenden Druckstörung bis in die Höhe der OH-Schicht beträgt je nach tatsächlichem Temperaturprofil ca. 4 bis 5 Minuten. Wie Abbildung 4.22 zeigt, wird zwischen 03:52:02.5 UTC und 03:53:55.5 UTC eine Temperaturoszillation registriert, die aus der allgemeinen Schwankungsbreite der Temperaturen herausragt. Jedoch sind die Unsicherheiten der Einzelwerte in Höhe von 8 K bis 11 K vergleichsweise hoch, so dass es nur knapp vom Rauschen getrennt werden kann. Dabei ist anzunehmen, dass dieses Rauschen nicht nur auf die endliche Messgenauigkeit zurückgeht, sondern auch auf die Überlagerung vieler verschiedener atmosphärischer Wellen unterschiedlicher Frequenzen und räumlicher Größenskalen. Werden die Minutenmittelwerte mit ihrer kleineren Unsicherheit in die Betrachtung eingeschlossen, so bleibt der Temperaturabfall um 03:53 UTC als deutliches Signal erhalten. Es liegt mit ca. 9,3 K in der von Pilger et al. (2013b) für derartige Vulkanausbrüche mit ≥ 5 K angegebenen Größenordnung. Wie bei dem von einer Explosion verursachten transienten Signal zu erwarten, sind aber nur wenige Einzelwerte betroffen. Trotz der geringen Stärke des Signals könnte es wegen der guten zeitlichen Übereinstimmung durchaus auf die Explosion am Boden zurückzuführen sein.

Die Instrumente werden ständig weiterentwickelt, so dass mit dem GRIPS 13 mittlerweile eine zeitliche Auflösung von 5 Sekunden erreicht wird. Abbildung 4.23 a) zeigt als Ausschnitt eine entsprechende Temperaturzeitreihe von 200 Sekunden Länge. Um 22:16:12 UTC steigt die Temperatur plötzlich um gut 10 K an, um im Anschluss sofort wieder um 20 K abzusacken. Selbst unter Berücksichtigung der Unsicherheiten bleibt diese kurzzeitige Oszillation signifikant. Wenn keine weiteren Daten zur Verfügung stehen, kann zur weiteren Untersuchung der Signifikanz die Entwicklung der Linienintensitäten, aus denen die Temperatur berechnet wird, herangezogen werden. Abbildung 4.23 b) zeigt den entsprechenden Intensitätsverlauf. Wäre die Temperaturänderung auf zufällige Schwankungen der Einzelintensitäten zurückzuführen, die als Temperaturerhöhung interpretiert wird, dann sollten diese einzelnen Intensitäten innerhalb der üblichen Schwankungsbreite liegen. Es ist jedoch klar erkennbar, dass zum Zeitpunkt des Temperaturanstiegs alle Intensitäten außerhalb der natürlichen Schwankungsbreite liegen, im Fall der $P_1(2)$ -Linie sogar außerhalb von 3σ . Da sie dabei nicht systematisch in eine Richtung abweichen, sondern die Intensität der $P_1(2)$ -Linie sinkt, während die der anderen Linien steigt, kann auch ein systematischer Ein-

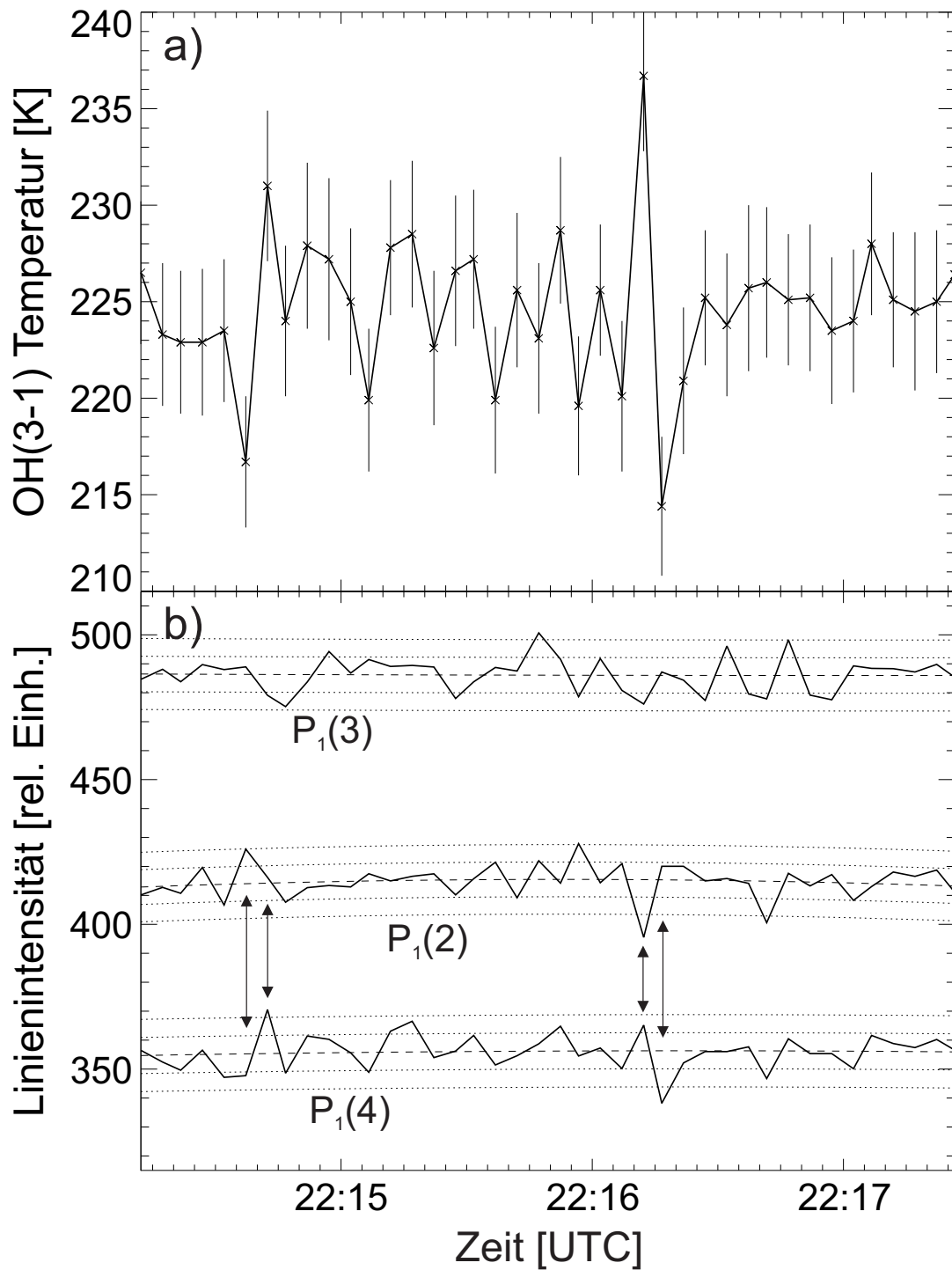


Abbildung 4.23: Ausschnitt aus Zeitreihe des GRIPS 13 zwischen 22:14:12 UTC und 22:17:27 UTC. Die großen in a) gezeigten Temperaturschwankungen sind konsistent mit einer über das normale Maß hinausgehenden Verschiebung der in b) dargestellten Intensitäten zwischen den einzelnen Linien (s. Pfeile). Die gestrichelten Linien zeigen den mittleren Verlauf der jeweiligen Parameter und die gepunkteten deren 1 σ - und 2 σ -Schwankungsbreite.

fluss, z.B. durch Bewölkung ausgeschlossen werden. Im Anschluss sinkt die Intensität der $P_1(2)$ -Linie und die der $P_1(4)$ -Linie steigt wieder. Diese Intensitätsänderungen entsprechen genau den Änderungen, wie sie zu erwarten sind, wenn sie tatsächlich durch Temperaturschwankungen hervorgerufen werden. In dieser Darstellung wird erkennbar, dass auch die Temperaturschwankung um 22:14:37 UTC dieses Verhalten aufweist. Dabei ist davon auszugehen, dass diesen kurzfristigen Temperaturschwankungen, die an der Grenze des Auflösungsvermögens bzw. des Signal-zu-Rausch-Verhältnisses liegen, trotz allem eine gewisse Relevanz zukommt.

Kapitel 5

Zusammenfassung

Die Beobachtung des OH-Leuchtens aus der Mesopausenregion liefert wichtige Erkenntnisse über dynamische Prozesse der Mittleren Atmosphäre. Im Rahmen dieser Arbeit wird eine neue Generation von Spektrometern für die Beobachtung des OH(3-1)-Vibrations-Rotationsübergangs im nahen infraroten Wellenlängenbereich entwickelt. Es basiert auf dem Grundkonzept der bestehenden GRIPS-Instrumente, die 1980 an der Universität Wuppertal entwickelt worden sind. Für den Einsatz im Spektralbereich zwischen $1,5\,\mu\text{m}$ und $1,6\,\mu\text{m}$ ist es das erste bodengebundene Spektrometer im *Network for the Detection of Mesospheric Change* (NDMC), dessen Detektor aus einer InGaAs-Photodiodenzeile besteht. Zuvor wurden hierfür fast ausschließlich mit flüssigem Stickstoff gekühlte Ge-Photodioden eingesetzt. Für die Verbesserung der Signale, die sich durch hohe Dunkelströme der thermoelektrisch bis maximal -80°C gekühlten InGaAs-Photodioden auszeichnen, wird ein aufwendiges Korrekturverfahren entwickelt. Dieses ermöglicht nicht nur die Zerlegung in Dunkelströme und Messsignal sondern eliminiert auch weitgehend das mit den Dunkelströmen einhergehende Rauschen. Das Ziel einer deutlichen Erhöhung der zeitlichen Auflösung wird durch die Verwendung der Photodiodenzeile erreicht, die es ermöglicht, das komplette OH-Spektrum, das für die Berechnung der Rotationstemperaturen benötigt wird, instantan auf den Detektor abzubilden. Die Ausdehnung der Detektorzeile mit 512 einzelnen Photodioden führt in Verbindung mit der linearen Dispersion der verwendeten Spektrographen dazu, dass sich der abgebildete Wellenlängenbereich gegenüber den älteren GRIPS-Systemen um den Faktor drei erweitert.

Ihre ausgezeichnete Verlässlichkeit und hohe Datenqualität haben dazu geführt, dass seit dem Beginn der Messungen mit dem GRIPS 5 im Jahr 2008 mittlerweile dreizehn dieser Instrumente für die Beobachtung des OH-Leuchtens eingesetzt werden. Das vierzehnte Instrument, GRIPS 18, befindet sich derzeit im Aufbau. Auch einige andere Forschungsgruppen haben das Instrumentenkonzept inzwischen übernommen bzw. weiterentwickelt (jeweils private Mitteilungen von P.J. Espy, P.P. Ammosov und Ch. von Savigny). Am Deutschen Fernerkundungsdatenzentrum (DFD) werden heute von diesen Instrumenten im Durchschnitt

mehr als 40.000 OH-Spektren pro Nacht aufgezeichnet und verarbeitet. Zur Interpretation dieser Rohspektren wird daher ein robuster Algorithmus entwickelt, der ungeachtet der geringen Unterschiede, die zwischen den weitgehend baugleichen Spektrometern existieren, OH-Rotationstemperaturen ableiten kann. Er ist so ausgelegt, dass auch Daten der älteren Instrumente GRIPS 1 bis GRIPS 4 verarbeitet werden können, um eine größtmögliche Kompatibilität zwischen allen Instrumenten zu gewährleisten. Solange die Spektren grundlegende Randbedingungen (vor allem bzgl. der spektralen Auflösung und der Diskretisierung) erfüllen, ist damit auch die Interpretation von Spektren gänzlich anderer Instrumente möglich.

Jedem Spektrum wird dabei auf Grundlage des Signal-zu-Rausch-Verhältnisses eine individuelle Unsicherheit zugewiesen. Da sich das Signal-zu-Rausch-Verhältnis zwischen verschiedenen Messmethoden grundsätzlich unterscheiden kann, werden zwei weitere Qualitätsparameter eingeführt, die angeben, wie gut sich ein gegebenes Spektrum durch eine einzige Rotationstemperatur beschreiben lässt.

Je nach wissenschaftlicher Fragestellung werden nicht unbedingt Daten mit der höchsten zeitlichen Auflösung benötigt. Daher werden mit Minuten- und Nachtmittelwerten weitere Datenprodukte operationell abgeleitet und gegebenenfalls unter Berücksichtigung geltender DIN- und ISO-Normen am WDC-RSAT (*World Data Center for Remote Sensing of the Atmosphere*) langfristig archiviert. Der Nachtmittelwert wird dabei aus den entsprechend ihrer individuellen Unsicherheit gewichteten Einzelspektren berechnet. Dadurch sinkt der Einfluss einzelner Spektren niedriger Qualität auf den Mittelwert.

Im Rahmen einer Genauigkeitsanalyse wird ermittelt, welche Faktoren einerseits die Präzision der Messungen beeinflussen und andererseits zu systematischen Abweichungen führen können. Die erreichbare Präzision wird maßgeblich vom Signal-zu-Rausch-Verhältnis bestimmt, hängt jedoch auch von der absoluten Temperatur ab. Bei konstantem Signal-zu-Rausch-Verhältnis sinkt die Präzision mit steigender Temperatur.

Systematische Abweichungen können durch die verwendeten Berechnungsverfahren, durch Nichtlinearitäten in den physikalischen Zusammenhängen, durch störende Emissionen natürlichen oder künstlichen Ursprungs, durch die ungenaue Kenntnis physikalischer Konstanten sowie durch die veränderliche atmosphärische Transmissivität bedingt sein. Es zeigt sich, dass die für die Berechnung der Rotationstemperatur benötigten Einsteinkoeffizienten der spontanen Emission den größten Einfluss auf das Ergebnis nehmen. Bei Verwendung unterschiedlicher Koeffizientensätze beträgt der Unterschied zwischen den berechneten Rotationstemperaturen bei 150 K schlimmstenfalls etwa 3 K, bei 250 K dagegen bereits mehr als 6 K. Aus einer detaillierten Analyse von mehr als einer Million gemessener Spektren folgt, dass tatsächlich nur die absolute Temperatur darüber entscheidet, wie stark sich die Einsteinkoeffizienten auswirken. Folglich ist es möglich, auch historische OH-Temperaturen, für die unter Umständen keine Rohspektren

mehr verfügbar sind, derart umzurechnen, dass sie mit anderen Daten, die unter Verwendung neuerer Einsteinkoeffizienten bestimmt wurden, vergleichbar werden.

Die zweite Quelle potentiell großer systematischer Einflüsse stellt die Wasserdampfkonzentration in der Atmosphäre dar. Zwar kann deren Einfluss auf etwa $\pm 1,5$ K eingegrenzt werden, aber nicht einmal das Vorzeichen lässt sich bisher mit Sicherheit angeben. Während Espy and Hammond (1995) mit FASCOD2-Strahlungstransportrechnungen eine positive Abweichung finden, führt die in dieser Arbeit durchgeführte Untersuchung mittels der HITRAN-2004-Datenbank zu einer negativen Abweichung. Andere Autoren wie Turnbull and Lowe (1983) sehen keinen Einfluss der Wasserdampfkonzentration auf die OH(3-1)-Temperaturen. An dieser Stelle besteht noch erhebliches Entwicklungspotenzial. Die breite spektrale Abdeckung der GRIPS-Instrumente erlaubt es jedenfalls in Gegenwart eines breitbandigen Untergrunds (z.B. in der Dämmerung) den Einfluss der Wasserdampfabsorption zu identifizieren und entsprechende Spektren auszusortieren.

Im Zuge der Ermittlung systematischer Abweichungen wird auch das von Lange (1982) angegebene Iterationsverfahren zur Korrektur des partiellen Überlapps von OH(3-1)-P- und OH(4-2)-R-Zweig untersucht. Bei höheren Temperaturen lassen sich systematische Verschiebungen der berechneten Temperatur nachweisen, die bei 250 K um 0,5 K betragen. Auf Grundlage der von Lange (1982) angegebenen Daten werden zwei neue Iterationsverfahren entwickelt, welche die Korrektur geringfügig verbessern (ca. 0,3 K bei 270 K). Alle Iterationsverfahren haben gemeinsam, dass sie ab etwa 300 K nicht mehr konvergieren. In der Praxis lassen sich jedoch keine Hinweise darauf finden, dass solche Temperaturen an den bisherigen Standorten jemals erreicht werden. Für Standorte höherer geographischer Breite (bisher maximal 69°N bzw. 71°S) muss die Temperaturberechnung voraussichtlich angepasst werden, da dort im Winter deutlich höhere Temperaturen erreicht werden können.

Umfangreiche Vergleiche der GRIPS-Instrumente untereinander gestatten es, bei der Untersuchung der Repräsentativität eine unerwartet starke Abhängigkeit der OH-Temperatur von der geographischen Breite zu beobachten. Ein Vergleich der Instrumente GRIPS 7 und GRIPS 8 an der Umweltforschungsstation „Schneefernerhaus“ (47,4°N) zeigt, dass die systematische Differenz beider Instrumente zwischen Sommer und Winter Änderungen von beinahe 2 K unterliegen kann, wenn das eine Instrument mit einem Zenitwinkel von 45° und das andere mit einem Zenitwinkel von 61° nach Süden ausgerichtet wird. Saisonale Phasenlage sowie Amplitude dieser Variation können mithilfe der MSISE-Klimatologie verifiziert werden. Die Erweiterung dieses Vergleichs auf andere Stationen ergibt, dass sich die Amplitude des Jahresgangs zwischen 44°N und 50°N im Mittel um 0,75 K pro 100 km Breitenverschiebung ändert. Dies sind wichtige Erkenntnisse für die Kombination von Datensätzen im Rahmen von stationsübergreifenden Studien, z.B. NDMC-weite Messkampagnen.

Vergleiche mit anderen Technologien, in erster Linie den Lidarsystemen in ALR und OHP, zeigen, dass alle Instrumente die gleichen Temperaturvariationen registrieren. Es zeichnen sich aber gewisse systematische Unterschiede bei den absoluten Temperaturen ab, die sich zum Teil durch die geringfügig schwankende Höhe der OH-Schicht erklären ließen (ca. ± 1 km). Andererseits weist zumindest das Rayleigh-Lidar in OHP in Höhe der OH-Schicht erhebliche Messunsicherheiten auf.

An mehr als der Hälfte der mittlerweile eingerichteten Messstandorte stehen bereits ausreichend Daten zur Verfügung, um die Entwicklung der mittleren Sommer- und Wintertemperaturen zu bewerten. Für die Sommerzeit lässt sich keine gesicherte Schlussfolgerung ziehen. Während die Stationen OPN und UFS zwischen 2011 und 2013 einen geringen Temperaturanstieg verzeichnen, bleibt die Temperatur in OPN 2014 auf dem Vorjahresniveau, wohingegen sie an der UFS wieder sinkt. An den Stationen ABA, CAT und TAV scheinen die Sommermittelwerte eher konstant zu sein. Im Winter lassen sich eindeutige Änderungen und Unterschiede in der Entwicklung der Temperaturen erkennen. An den Stationen OPN, UFS und OHP steigt die Temperatur seit etwa 2010/2011 kontinuierlich. Diese Entwicklung lässt sich auch in ALR beobachten, jedoch scheint der Anstieg dort früher einzusetzen und der Winter 2013/2014 zeichnet sich erstmals durch gegenüber dem Vorjahr niedrigere Temperaturen aus. Die längerfristige Entwicklung der Temperaturen in dieser hohen Breite könnte den anderen genannten Stationen vorauseilen. Im Gegensatz dazu zeigen die Stationen CAT, ABA und TAV Anzeichen einer Abnahme der Wintertemperaturen. Vor dem Hintergrund der Bestimmung langfristiger Klimatrends ist die Tatsache, dass sich die OH-Temperaturen an den unterschiedlichen Stationen auf Zeiträumen weniger Jahre unterschiedlich verhalten können, ein wichtiges Resultat. Erstmals lässt sich diese Entwicklung nun unter Verwendung identischer bodengebundener Spektrometer verfolgen, deren Daten zugleich mit identischen Methoden analysiert werden.

Für die Bestimmung eines langfristigen Trends liegen bisher an keinem der Standorte ausreichend Daten vor. Zur Identifikation der zu erwartenden Größenordnung eines solchen Trends wird jedoch für die längste verfügbare Zeitreihe aus Oberpfaffenhofen eine entsprechende Analyse durchgeführt. Es zeigt sich, dass der Einfluss der solaren Einstrahlung auf die OH-Temperaturen einer von zwei kritischen Parametern ist. Aus den bisherigen Daten lässt sich dieser Einfluss nicht hinreichend genau abschätzen. Wird der Wert von $0,035 \text{ K/sfu}$ aus Offermann et al. (2010) adaptiert, so zeigt sich, dass die OH-Temperaturen im Beobachtungszeitraum von 2009 bis 2014 sinken. Wird der solare Einfluss gänzlich vernachlässigt, so ergeben sich steigende Temperaturen. Für eine bessere Abschätzung des solaren Einflusses wäre es denkbar, die Variation der in der Hochatmosphäre resonant gestreuten Lyman- α -Linie des Wasserstoffs parallel zum OH-Leuchten zu beobachten. Durch eine solche Parallelbeobachtung am selben Standort unterlägen beide Zeitreihen denselben äußeren Einflüssen, dies sollte die Vergleichbarkeit beider Parameter erhöhen.

Die zweite kritische Größe ist die Oszillation der OH-Temperaturen auf Zeitskalen, die größer sind als ein Jahr. Eine quasi-zweijährige Oszillation mit 652 Tagen Periode konnte im Datensatz eindeutig identifiziert werden. Zwar ist die Existenz einer solchen Oszillation in der Atmosphäre durchaus bekannt, wird aber bei Analyse von OH-Beobachtungen mit Ausnahme von Bittner et al. (2000) selten diskutiert. Aufgrund ihrer Phasenlage nimmt sie in der sechsjährigen Zeitreihe für Oberpfaffenhofen erheblichen Einfluss auf die berechnete langfristige Änderung. Wird sie berücksichtigt, liegt die Änderungsrate der Temperatur in diesem Zeitraum bei $-3,4 \text{ K/Dekade}$, wird sie vernachlässigt, läge die Änderungsrate nur bei etwa $-0,5 \text{ K/Dekade}$.

In die Abschätzung der minimalen Länge einer Zeitreihe für die verlässliche Abschätzung eines Trends geht neben der Größe des Trends auch die Streubreite der einzelnen Werte ein, die nicht zuletzt auf echte geophysikalische Variation, z.B. die Aktivität Planetarer Wellen, zurückzuführen ist. In diesem Zusammenhang ist ein besonders prägnantes Wellenereignis aus dem April/Mai 2013 erwähnenswert, das sich im Verlauf weniger Tage an den Stationen ABA, TAV, CAT, OPN, UFS und OHP identifizieren lässt. Es zeichnet sich in OPN, UFS und OHP durch einen Temperaturanstieg von bis zu 29 K aus; bemerkenswert ist zudem, dass sich dieser Anstieg auch an der geographischen Breite von TAV ($32,1^\circ \text{N}$) mit 15 K Temperaturanstieg immer noch eindeutig nachweisen lässt, obwohl die Amplituden Planetarer Wellen dort verschwinden oder zumindest minimal werden sollten. Die Beobachtung solcher Ereignisse an mehreren Stationen ermöglicht prinzipiell die eindeutige Erklärung der zugehörigen Variation durch geophysikalische Störungen. Im Sinne der Trendanalyse können sie dann ebenso aus dem Datensatz herausgerechnet werden wie beispielsweise der Jahresgang. Dadurch lässt sich die Varianz der Residuen verringern und eine statistisch signifikante Aussage über einen potentiellen Trend schneller erreichen. Dies setzt jedoch eine sowohl räumlich als auch zeitlich ausreichende Beobachtungsdichte voraus. Letztere wird von den neuen Instrumenten in mittleren Breiten wie OPN mit der Ableitung eines Nachtmittelwerts für immerhin knapp 80% der Nächte erreicht. An einigen Standorten, z.B. am astronomischen Observatorium OHP liegt diese Abdeckung sogar bei 90%. Die Vollständigkeit eines solchen Datensatzes ist ein entscheidendes Kriterium bei der Trendanalyse, so müssen Offermann et al. (2010) in ihrer Analyse die Daten von zwei Standorten zusammenfassen, um eine Abdeckung von etwa 80% zu erreichen.

Bei Bildung der Nachtmittelwerte selbst ist die Phasenlage thermischer Gezeiten von entscheidender Bedeutung. Hier haben Bittner et al. (2002) unter Zuhilfenahme von Modellen abgeleitet, dass in mittleren Breiten der Einfluss thermischer Gezeiten auf den Nachtmittelwert der OH-Temperatur vernachlässigt werden kann. Dies gilt, solange der Nachtmittelwert sich aus individuellen Messungen zusammensetzt, die zu gleichen Teilen vor und nach der lokalen Mitternacht aufgezeichnet wurden. Anhand der nun vorliegenden Messungen aus ganz Europa lässt sich diese Aussage weitgehend bestätigen. So sind die Temperatu-

ren vor (nach) Mitternacht systematisch niedriger (höher) als im Nachtmittel. Die Amplitude dieser Variation beträgt in OPN ($48,1^\circ\text{N}$) maximal 4 K. Einzig im September scheint es hier zu signifikanten Abweichungen zu kommen, weil in diesem Monat der durchschnittliche Verlauf der Temperatur nicht antisymmetrisch um Mitternacht herum erfolgt. Dies ist vermutlich auf die Phasenlage der zwölfstündigen Gezeit zurückzuführen. Wie zu erwarten ist der Einfluss der Gezeiten in niedrigeren Breiten an der Station CAT ($37,5^\circ\text{N}$) mit bis zu $\pm 8\text{ K}$ erheblich größer. An der Station ALR ($69,3^\circ\text{N}$) sind die Amplituden systematischer Variationen mit maximal $\pm 1\%$ deutlich geringer. Weder die ganz- noch die halbtägige Gezeit lassen sich dort identifizieren. Wenn es in ALR ($69,3^\circ\text{N}$) überhaupt einen von Gezeitenwellen hervorgerufenen Einfluss gibt, dann ist dieser eher auf die sechs- oder achtstündige Gezeit zurückzuführen. In Verbindung mit Modellrechnungen könnte aus den beobachteten systematischen Variationen eine Gezeitenkorrektur entwickelt werden. Mit deren Hilfe wäre eine potentielle systematische Abweichung der Nachtmittelwerte, aufgrund ungleichmäßiger zeitlicher Abdeckung der Einzelmessungen innerhalb einer Nacht, korrigierbar oder zumindest quantifizierbar.

Auch die neuen Instrumente werden ständig weiterentwickelt, so werden die optischen Oberflächen der Instrumente seit GRIPS 13 mit Silber beschichtet, das bei $1,5\mu\text{m}$ eine höhere Reflektivität aufweist als das üblichere Aluminium. Außerdem gelingt es durch die Verwendung eines Parabolspiegels vor dem Eintrittsspalt der Spektrographen von GRIPS 5, 10, 11, 15 und GRIPS 16, deren Gesichtsfeld um etwa einen Faktor vier zu verkleinern. Die horizontale Wellenlänge von Schwerewellen, die ein erkennbares Signal in den GRIPS-Messungen hinterlassen, sinkt so von ursprünglich etwa 50 km auf gut 12 km.

Die Weiterentwicklung beschränkt sich aber nicht nur auf die Instrumente selbst, sondern umfasst auch die Verfahren der weiteren Analyse. Für die Interpretation von Schwerewellensignaturen wird ein Ansatz erläutert, der den erweiterten Wellenlängenbereich der Instrumente ausnutzt und die Intensitätsänderungen der unterschiedlichen Vibrationszweige Q(3-1) und Q(4-2) vergleicht. Zeitversätze in diesen Emissionen lassen sich aufgrund der unterschiedlichen Höhen, für die sie repräsentativ sind, auf die vertikale Ausbreitung von Schwerewellen zurückführen und gestatten gegebenenfalls die Berechnung vertikaler Wellenlängen. Dieses Verfahren kann erfolgreich anhand des Vergleichs mit Na-Lidarmessungen in ALR und einem weiteren Airglowspektrometer in Oberpfaffenhofen verifiziert werden.

Der Nachweis von Infraschall in den OH-Temperaturen erweist sich als eines der anspruchsvollsten Ziele. Mit einer zeitlichen Auflösung von mindestens 15 Sekunden, bei GRIPS 13 sogar 5 Sekunden, ist der erste Schritt, nämlich signifikant in den Periodenbereich von Infraschall (weniger als 3 bis 4 Minuten) vorzudringen, erfolgreich bewältigt worden. Es dürfen jedoch zwei weitere wichtige Parameter, nämlich die Größe des Gesichtsfelds und das Signal-zu-Rausch-Verhältnis, nicht vernachlässigt werden. Wie sich leicht zeigen lässt, liegt die zu erwartende Wellenlänge einer Infraschallwelle mit 20 s bis 30 s Periode in der Größenordnung von

6 km bis 9 km - also an der Grenze der derzeitigen Gesichtsfeldgröße der Instrumente. Während eine Reihe von Infraschallereignissen und ihrer Eigenschaften bereits in Bittner et al. (2010), Pilger et al. (2013a), Pilger et al. (2013b) und Schmidt et al. (2013) diskutiert werden, wird im Rahmen dieser Arbeit auf zwei besonders kurzperiodische Beispiele näher eingegangen. Das erste Beispiel zeichnet sich durch die hervorragende Übereinstimmung mit einer starken Strombolischen Explosion am Ätna aus - wenn sich die Signalstärke auch kaum aus der üblichen Streubreite der Temperaturen abhebt.

Im Rahmen des zweiten Ereignisses wird erörtert, unter welchen Umständen ein Signal, das nur aus wenigen Messwerten besteht, als signifikant angesehen werden kann. Neben der Unsicherheit der abgeleiteten OH-Temperaturen ist dabei das Verhalten der Emissionslinien zu betrachten, aus denen die Temperatur abgeleitet wird. Die Intensität sollte sich in zeitlicher Abfolge in charakteristischer Weise zwischen den einzelnen Linien verschieben. Für das laut Pilger et al. (2013b) in diesen Fällen zu erwartende „N-förmige“ oder die von Snively (2013) modellierte Signalform sollte es jedenfalls mindestens zu einer einmaligen Erhöhung (Verringerung) und einer anschließenden Verringerung (Erhöhung) der Temperatur kommen. In beiden Fällen liegt die Signalstärke mit ≥ 5 K bzw. $\pm 3\%$ in der von den genannten Autoren vorhergesagten Größenordnung.

Anhang

A.1 Iterationsverfahren

Tabelle A.1: Untergrundkorrektur der $P_1(4)$ -Linie im Temperaturbereich zwischen 100 K und 300 K. Die Werte U_{Mess} wurden möglichst genau anhand von Abbildung 8 aus der Arbeit von Lange (1982) reproduziert. Die Potenzfunktion U_{pot} wurde von Lange selbst als Ausgleichsfunktion angegeben. Die anderen beiden wurden als Parabel (U_{par}) bzw. Exponentialfunktion (U_{exp}) im Rahmen dieser Arbeit entwickelt (s. Kapitel 2.5). Sie repräsentieren U_{Mess} besser, verlieren jedoch bei niedrigen Temperaturen ihre Gültigkeit. Bei hohen Temperaturen weisen alle Funktionen signifikante Abweichungen voneinander auf.

Temperatur	U_{Mess} [%]	U_{pot} [%]	U_{par} [%]	U_{exp} [%]
100 K	...	0.0824
110 K	...	0.1311
120 K	...	0.2003
130 K	...	0.2958	0.3128	0.0171
140 K	0.383	0.4244	0.4033	0.2699
150 K	0.559	0.5938	0.5777	0.5580
160 K	0.856	0.8131	0.8357	0.8864
170 K	1.178	1.0924	1.1776	1.2609
180 K	1.651	1.4430	1.6032	1.6878
190 K	2.127	1.8777	2.1126	2.1745
200 K	2.712	2.4105	2.7058	2.7293
210 K	3.398	3.0570	3.3827	3.3618
220 K	4.093	3.8343	4.1434	4.0829
230 K	4.953	4.7611	4.9879	4.9050

Fortsetzung auf nächster Seite

Temperatur	U_{Mess} [%]	U_{pot} [%]	U_{par} [%]	U_{exp} [%]
240 K	5.880	5.8576	5.9761	5.8422
250 K	6.953	7.1459	6.9281	6.9106
260 K	8.055	8.6499	8.0239	8.1287
270 K	...	10.3952	9.2034	9.5173
280 K	...	12.4094	10.4667	11.1004
290 K	...	14.7221	11.8138	12.9052
300 K	...	17.3649	13.2446	14.9627

A.2 Wellenlängenkalibration

Tabelle A.2: Für die Wellenlängenkalibration verwendete Cadmium-Linien. Die Linien bei 361,051 nm und 361,287 nm konnten selbst in höheren Ordnungen nicht aufgelöst werden, daher wurde ihr Mittelwert verwendet. Einige höhere Ordnungen konnten nicht identifiziert werden, z.B. die 3. Ordnung von 340.365 nm. Dies scheint auf Eigenschaften des Gitters zurückzuführen sein, das für 1600 nm optimiert ist. Die eindeutige Identifikation von Linien im Bereich zwischen etwa 700 nm und 1100 nm ist erheblich erschwert und nur die stärksten Linien konnten an dieser Stelle sicher zugeordnet werden.

Wellenlänge [nm]	Linie [nm]	Position	Bemerkung
—	—	301	0. Ordnung
326.105	326.105	1656	—
340.365	340.365	1717	—
346.620	346.620	1743	—
361.170	361.170	1803	2 Linien
467.815	467.815	2252	—
479.991	479.991	2303	—
508.582	508.582	2425	—
508.582	508.582	2425	—
643.847	643.847	3004	—
652.210	326.105	3039	2. Ordnung
680.730	340.365	3126	2. Ordnung
693.240	346.620	3218	2. Ordnung
722.340	361.170	3343	2. Ordnung
820.030	820.030	3773	—

Fortsetzung auf nächster Seite

Wellenlänge [nm]	Linie [nm]	Position	Bemerkung
935.630	467.815	4288	2. Ordnung
959.982	479.991	4399	2. Ordnung
978.315	326.105	4478	3. Ordnung
1017.16	508.582	4660	2. Ordnung
1039.46	1039.460	4762	—
1126.84	1126.840	5167	—
1163.08	1163.080	5338	—
1287.69	643.847	5934	2. Ordnung
1304.42	326.105	6015	4. Ordnung
1361.46	340.365	6294	4. Ordnung
1386.48	346.620	6420	4. Ordnung
1397.88	1397.880	6477	—
1403.45	467.815	6504	3. Ordnung
1432.75	1432.750	6649	—
1435.45	1435.450	6665	—
1439.97	479.991	6685	3. Ordnung
1444.68	361.170	6709	4. Ordnung
1447.46	1447.460	6724	—
1484.93	1484.930	6913	—
1515.48	1515.480	7068	—
1525.75	508.582	7120	3. Ordnung
1571.11	1571.110	7357	—
1630.53	326.105	7669	5. Ordnung
1640.27	1640.270	7721	—
1643.18	1643.180	7738	—
1648.27	1648.270	7765	—
1701.83	340.365	8056	5. Ordnung
1733.10	346.620	8227	5. Ordnung
1805.85	361.170	8633	5. Ordnung
1871.26	467.815	9007	4. Ordnung
1919.96	479.991	9292	4. Ordnung
1931.54	643.847	9361	3. Ordnung
2034.33	508.582	9982	4. Ordnung
2078.91	1039.450	10274	2. Ordnung

A.3 Apertur

Der Öffnungswinkel θ von Spektrographen lässt sich unter Berücksichtigung der Brechzahl des Mediums, n ($\approx 1,00028$ für Luft) aus ihrer $F/\#$ -Zahl bestimmen. Diese ermöglicht einen einfachen Vergleich mit anderen Optiken. Für kleine θ lässt sich $F/\#$ durch die Brennweite f der Optik und ihres Durchmessers D annähern. Bei Spektrographen bezieht sich D auf den Durchmesser der sphärischen Spiegel. Es gilt:

$$F/\# = \frac{1}{2n \sin \theta} \quad (\text{A.1})$$

$$\approx \frac{f}{D} \quad (\text{A.2})$$

Bei den Instrumenten mit Parabolspiegel lässt er sich nicht so einfach berechnen, sondern muss vermessen werden. Abbildung A.1 zeigt die ungefähre Winkelabhängigkeit der Empfindlichkeit von einem Instrument mit Spiegel und einem Instrument ohne Spiegel (s.a. Abbildung 3.10).

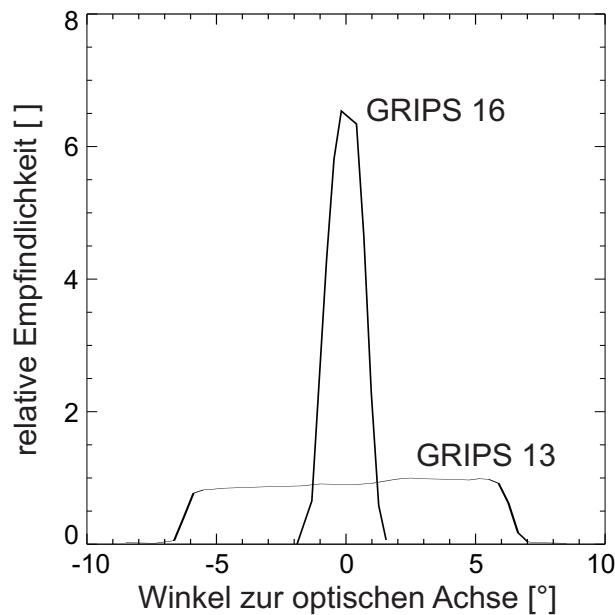


Abbildung A.1: Vergleich der Empfindlichkeit von GRIPS 13 und GRIPS 16. Da ihr Signal-zu-Rauschverhältnis in etwa gleich ist, müssen die Verläufe der relativen Empfindlichkeit über den gesamten Akzeptanzbereich dieselbe Fläche einschließen. Im Maximum ist die Empfindlichkeit des GRIPS 16 also 6,5 mal so hoch wie die Empfindlichkeit des GRIPS 13.

A.4 Erläuterungen zu den Rohdatenformaten

Das an der Universität Wuppertal im Jahr 1980 entwickelte GRIPS 1 Instrument ist mit einem Ebert-Fastie-Monochromator ausgerüstet (Lange (1982)). Das darin befindliche Reflexionsgitter wird von einem Schrittmotor gedreht und koppelt nacheinander die Strahlung unterschiedlicher Wellenlängen auf eine mit flüssigem Stickstoff gekühlte Germanium-Photodiode aus. Nachdem ein Spektrum auf diese Weise abgefahren wurde, bleibt der Schrittmotor in der Endposition und fährt das nächste Spektrum dann in umgekehrter Richtung ab. So werden die Spektren abwechselnd zunächst von hohen zu niedrigen und anschließend von niedrigen zu hohen Wellenlängen aufgezeichnet (vgl. Abbildung 3.18 a) und b)). Dabei gilt es zu beachten, dass das Getriebe über ein endliches Spiel verfügt, so dass es bei einem Richtungswechsel zu einem Leerlauf von ca. 15 Schritten kommt, bevor das Gitter tatsächlich anfängt, sich zu bewegen. Der aufgezeichnete Wellenlängenbereich unterscheidet sich daher zwischen diesen beiden Aufzeichnungsrichtungen um das doppelte des entsprechenden Wertes. Seit Oktober 2003 befindet sich das GRIPS 1 am Meteorologischen Observatorium Hohenpeißenberg und führt nach anfänglichen Korrekturen des Messprogramms seit dieser Zeit nahezu unverändert Beobachtungen im Wellenlängenbereich von etwa 1520 nm bis 1550 nm durch. Dieser Bereich wird dabei in Schritten von weniger als 0,1 nm Breite in etwa 340 einzelne Messpunkte diskretisiert. Eine explizite Wellenlängenangabe gibt es in den Rohdaten des GRIPS 1 nicht, diese muss während der Analyse aus den Positionen der OH-Linien erst errechnet werden. Die der Photodiode nachgeschaltete Elektronik überträgt das registrierte Signal in Werte zwischen 0 und 4095 (2^{12}). Ist das Untergrundniveau unzureichend bestimmt und sinkt die Signalstärke unter ein Niveau, welches eine von Null verschiedene Registrierung zur Folge hätte, so wird das registrierte Signal auf den Wert Null gesetzt. In Abbildung 3.18 b) ist dies bei etwa Messpunkt 200 erkennbarer Fall. Die Speicherung der Daten erfolgt in einer Binärdatei, deren Name das Datum des Morgens der Messung widerspiegelt. Dieses Datum wird allerdings schon am Abend zuvor bestimmt und durch Addition um eins erhöht. Folglich existierte in den Dateinamen der Monatserste (01) zunächst nicht, dafür aber z.B. der 32. Tag eines Monats mit 31 Tagen. Dies ist ein sehr einfaches Schema, kann bei der Auswertung der Daten aber hinderlich sein. Im Januar 2010 wurde das Aufzeichnungsschema durch den Deutschen Wetterdienst (DWD) geändert, so dass das System jetzt in der erwarteten Art und Weise mit Monats- und Jahreswechseln umgeht.

Die Instrumente GRIPS 3 und GRIPS 4 wurden im Jahr 2005 am Deutschen Fernerkundungsdatenzentrum (DFD) entwickelt (vgl. Höppner (2009)). Beide Instrumente verfügen über die gleichen Germanium-Photodioden wie GRIPS 1. Allerdings sind sie mit einem Czerny-Turner Monochromator vom Typ TMC 300 der Firma Bentham ausgerüstet. Auch weitere wichtige Komponenten wie Lock-in

Verstärker, AD-Wandler und die zur Steuerung eingesetzte Entwicklungsumgebung „BenWin+“ stammen von der Firma Bentham. Im Gegensatz zu GRIPS 1 wird bei der Bewegung des Reflexionsgitters jede Position des Schrittmotors absolut adressiert, d.h. die Qualität der aktuellen Stellung des Schrittmotors ist nicht davon abhängig, dass vorangegangene Stellungen korrekt angefahren wurden. Somit können potentielle Stellungsfehler des Schrittmotors nicht akkumulieren. Durch eine geänderte Aufzeichnungsweise der Spektren unterscheidet sich das Datenformat erheblich von dem des GRIPS 1. Die Bedienung des Monochromators erfolgt durch die Wahl des gewünschten Wellenlängenbereichs und der gewünschten Diskretisierung. Die erforderliche Bewegung des Reflexionsgitters wird dann automatisch berechnet und ausgeführt. Dies setzt jedoch eine exakte Justierung des Monochromators bzgl. der zugehörigen Schrittmotorpositionen voraus. Diese Justierung wird vor Auslieferung erstmalig von Bentham vorgenommen, muss jedoch nach entsprechenden Wartungsarbeiten (z.B. Austausch des Reflexionsgitters oder Justierung von Spiegeln) erneut vorgenommen werden. Ist die Justierung ungenügend, so liegen die Spektren im Gegensatz zu GRIPS 1 zwar sofort mit Wellenlängeninformaton vor, jedoch ist diese Information dann inkorrekt. Abbildung 3.18 c) zeigt ein Rohspektrum des GRIPS 3 mit der zugehörigen aufgezeichneten Wellenlängeninformaton, die um etwa 3 nm neben den tatsächlichen Werten liegt: die $P_1(2)$ -Linie hat im Gegensatz zu den dargestellten 1521 nm eine tatsächliche Wellenlänge von 1524,1 nm.

Im Verlauf der vorliegenden Arbeit wurden zur Leistungsoptimierung zudem drei verschiedene Reflexionsgitter mit Glanzwinkeln für Wellenlängen von $1,6\text{ }\mu\text{m}$, $3,0\text{ }\mu\text{m}$ und $3,5\text{ }\mu\text{m}$ getestet. Beim Einsatz der letzten beiden Gitter werden die Messungen in der zweiten Beugungsordnung vorgenommen. Da für die Messung aber der gewünschte Wellenlängenbereich und nicht der gewünschte Gitterwinkel anzugeben ist, muss anstatt von 1520 nm bis 1550 nm der Bereich von 3040 nm bis 3100 nm ausgewählt werden. Bei der Speicherung der Spektren wird dann allerdings auch diese um den Faktor zwei zu große Wellenlängenbereich der zweiten Beugungsordnung angegeben (s. Abb. 3.18 d)).

Die dem Detektor nachgeschaltete Elektronik übersetzt das von der Photodiode gelieferte Signal bei der Ausgabe direkt in einen Strom. Die absoluten Werte dieses Stroms sind dabei stark von den jeweiligen Einstellungen aller Komponenten abhängig (Vorverstärker, Myonenfilter, Lock-in Verstärker und AD-Wandler). Die ausgegebenen Signalstärken schwanken dabei je nach Einstellung um mehrere Größenordnungen von 10^{-8} nA bis 10^{-3} nA . Sollte der Arbeitsbereich des Verstärkers während der Messung verlassen werden, so wird die Signalstärke automatisch auf 0 nA gesetzt. In diesem Fall ist die Registrierung von Signalstärke Null also ein Anzeichen für die Übersteuerung des Verstärkers und nicht für eine niedrige Signalstärke. Dadurch sind die absoluten Intensitätswerte zweier Instrumente ohne entsprechende Kalibration in der Regel nicht ohne Weiteres vergleichbar. Die Unterschiede in den Intensitätswerten zwischen der Messung von GRIPS 3 in Abbildung 3.18 c) und der von GRIPS 4 in Abbildung 3.18 d) sind daher we-

niger auf Unterschiede in der Empfindlichkeit der Instrumente oder eine gänzlich andere Intensität des OH-Leuchtens zurückzuführen als auf unterschiedliche Verstärkereinstellungen.

Bei der automatisierten Auswertung muss zusätzlich berücksichtigt werden, dass es zwei verschiedene Messmodi gibt, die verarbeitet werden müssen. Beim ersten Modus wird die ungefähre Anzahl an Spektren abgeschätzt, die bei einer bestimmten zeitlichen Auflösung im Verlauf einer Nacht gemessen werden kann. Zu einem geeigneten Zeitpunkt in der Abenddämmerung wird die Messung gestartet, daraufhin wird das Instrument bis zum Erreichen der zuvor spezifizierten Anzahl selbständig Spektren aufzeichnen. Dies ist der einfachste Messmodus aller Instrumente, ein wesentlicher Nachteil dieser Methode liegt jedoch darin, dass der Zeitpunkt, zu dem ein bestimmtes Spektrum aufgezeichnet wird, nicht gespeichert wird. Dies ist umso bedeutender, da festgestellt werden konnte, dass die Geschwindigkeit, mit der die Spektren aufgezeichnet werden, im Laufe der Nacht zumeist abnimmt. Als Ursache hierfür wird vermutet, dass immer größere Datenmengen (bis zu 1200 Spektren) im Arbeitsspeicher des Rechners zwischengespeichert werden. Es konnte beobachtet werden, dass die Messgeschwindigkeit besonders bei sofortiger Darstellung des gerade gemessenen Spektrums auf dem Monitor deutlich sinkt. Eine ungefähre Angabe der Zeitinformation für jedes einzelne Spektrum ist daher nur bedingt ableitbar, und zwar aus der gewählten zeitlichen Auflösung im Vergleich mit der Startzeit der Messung am Abend und dem Speicherzeitpunkt der Datei am Morgen. Ein erheblicher Teil der Messungen von GRIPS 3 und GRIPS 4 liegt in diesem Format vor, so dass es trotz der beschriebenen Nachteile zu den regulären Messverfahren gezählt wird und von der standardisierten Auswertung verarbeitet werden können muss. Das Spektrum in Abbildung 3.18 d) wurde auf diese Weise aufgezeichnet; der in Klammern gesetzte Messzeitpunkt deutet an, dass er nicht im Rohdatenformat gespeichert ist, sondern Ergebnis der Prozessierung der Daten ist.

Ohne wesentliche Änderungen am Datenformat ist es aber auch mit dem Steuerprogramm „BenWin+“ möglich, eine Zeitinformation zu jedem Spektrum mitzuspeichern, denn die Software erlaubt es, Spektren anhand eines fest vorgegebenen Zeitplans aufzuzeichnen. Dieser kann zwar nur in Minutenschritten diskretisiert werden, allerdings wird für jeden dieser Zeitpunkte eine eigene Datei im gleichen Format wie im einfachen Messmodus angelegt. Der Startzeitpunkt dieser Messungen lässt sich dabei mitspeichern. Das in Abbildung 3.18 c) gezeigte Spektrum wurde auf diese Weise gewonnen. Wird mit einer zeitlichen Auflösung von weniger als einer Minute gearbeitet, so ist es wiederum möglich, mehrere Spektren pro Datei zu speichern. So kann dem Programm bei einer angestrebten zeitlichen Auflösung von 45 Sekunden vorgegeben werden, alle drei Minuten je vier Spektren zu messen. Die Zeit, die benötigt wird, um ein Spektrum zu messen, kann nicht explizit vorgegeben werden, ergibt sich aber aus der gewählten Schrittmotorgeschwindigkeit, der Anzahl der Schritte und der Mittelungszeit des Analog-Digital-Wandlers. Im Gegensatz zu den Daten des GRIPS 1 werden die

Intensitäten mit Fließkommazahlen in Einheiten der Stromstärke (nA) ausgegeben, jedoch erlauben diese Werte wegen der zwischengeschalteten Elektronik ohne Kalibration keine präzisen Rückschlüsse auf den tatsächlich registrierten Photostrom.

Bei den neu entwickelten Instrumenten ab GRIPS 5 sind die Detektoren nicht mehr mit einer einzelnen Germanium-Photodiode sondern mit einer Zeile aus 512 InGaAs-Photodioden ausgerüstet. Dadurch muss das Gitter während der Messung nicht mehr gedreht werden und der ausgekoppelte Wellenlängenbereich ist nach der einmaligen Einstellung durch die Abmessungen der Photodiodenzeile und die lineare Dispersion des Spektrographen vorgegeben. Mit etwa 100 nm (je nach Instrument 97 nm bis 102 nm) ist dieser Bereich mehr als dreimal so breit wie bei den anderen Instrumenten und so gewählt, dass die für die Temperaturberechnung benötigten OH-Linien nahe der Mitte der Zeile registriert werden. Folglich werden außerdem noch der OH(3-1)-Q-Zweig sowie die OH(4-2)-Q- und R-Zweige aufgezeichnet (s. Abb. 3.18 e) und f)). Der erfasste Wellenlängenbereich liegt somit etwa zwischen 1500 nm und 1600 nm. Eine Wellenlängeninformation wird in den Rohdaten jedoch nicht extra gespeichert, sondern muss während der Prozessierung aus den gemessenen OH-Emissionslinien berechnet werden. Ähnlich wie für die Instrumente GRIPS 3 und GRIPS 4 existieren die zwei in Kapitel 3 definierten Messmethoden. Beim vergleichsweise einfachen Notbetrieb (ohne regelmäßige Dunkelstrommessungen) wird zu Beginn der Nacht nur ein einziges Dunkelstromspektrum erfasst und von den OH-Messungen abgezogen. Dazu wird die vom Detektorhersteller vertriebene Software „AndorSolis[©]“ eingesetzt. Wie beim vereinfachten Messmodus bei GRIPS 3 und GRIPS 4 muss dabei anhand der gewünschten zeitlichen Auflösung die für eine komplette Nacht benötigte Anzahl von Spektren vorgegeben werden. Die Kamera verfügt über einen integrierten Taktgeber und eine Verlangsamung der Aufzeichnung der Spektren im Verlauf der Nacht konnte nicht beobachtet werden. Allerdings muss der Aufnahmezeitpunkt eines bestimmten Spektrums erst aus der Startzeit der Messung, der zeitlichen Auflösung und der laufenden Nummer des Spektrums berechnet werden. Dies ist im Gegensatz zum erwähnten Messmodus bei GRIPS 3 und GRIPS 4 allerdings ohne Schwierigkeiten bis zu einer Genauigkeit von besser als einer Sekunde möglich. Für die Auswertung müssen die in einem nicht ohne Weiteres lesbaren Format der Firma Andor vorliegenden Dateien erst in ein lesbares ASCII-Format übertragen werden. Dabei werden die Daten in zwei Dateien gespeichert, von denen eine die Dunkelstrommessung und die andere sämtliche Spektren enthält, die bereits um diesen Dunkelstrom korrigiert wurden. Dadurch können auch erstmals negative Intensitätswerte in den Rohdaten auftreten, falls im Laufe der Nacht der Betrag des Dunkelstroms sinkt (vgl. Abbildung 3.18 e)).

Im Standardmessprogramm wird der Dunkelstrom regelmäßig erfasst. Das reguläre Rohdatenformat, in dem letztlich etwa 99 Prozent der mit den InGaAs-Zeilendetektoren durchgeführten Messungen abgespeichert wurden, besteht daher aus mehreren identischen ASCII-Dateien, die Zeit-, Dunkelstrom- und OH-

Spektralinformationen beinhalten und etwa alle 15,5 Minuten abgespeichert werden. Dabei stehen in den ersten beiden Zeilen Datums- und Zeitinformation, zu der das in der dritten Zeile gespeicherte Dunkelstromspektrum aufgezeichnet (genauer: in der Datei gespeichert) wurde. In Zeile vier und fünf folgt der Speicherzeitpunkt der in den weiteren Zeilen folgenden Spektren. Die Spektrenzahl ist so gewählt, dass sie einem Messzeitraum von einer Viertelstunde entspricht. In der Regel haben die Instrumente eine zeitliche Auflösung von 15 Sekunden. Bei einer Kalibration des GRIPS 5 im Januar 2010 kam es zu einer versehentlichen Dejustierung und einer Beeinträchtigung der Abbildungseigenschaften des Spektrographen, so dass dessen zeitliche Auflösung bis zur Rejustierung auf 30 Sekunden herabgesetzt werden musste. Aufgrund der hohen Empfindlichkeit des Instruments GRIPS 7 wurde dessen zeitliche Auflösung im September 2010 auf 10 Sekunden erhöht. GRIPS 13 wiederum wird mit einer erhöhten zeitlichen Auflösung von lediglich 5 Sekunden betrieben. Dementsprechend können an der entsprechenden Stelle im Rohdatenformat anstatt von 60 auch 90, 120 oder nur 30 Spektren folgen. Schließlich folgen wieder ein Datums- und Zeitstempel sowie ein weiteres Dunkelstromspektrum. Es gilt zu beachten, dass für mehrere Dutzend Spektren zunächst nur drei Zeitstempel vorliegen, d.h. der Zeitpunkt, zu dem ein bestimmtes Spektrum aufgezeichnet wurde, muss im Nachhinein berechnet werden. Obwohl dieses Mess- und Speicherschema das komplexeste der hier beschriebenen Verfahren ist, stellt es einen guten Kompromiss zwischen den drei verschiedenen Anforderungen hoher zeitlicher Auflösung, hoher Datenqualität und zuverlässigem Messbetrieb dar.

Vorverarbeitung

Die unterschiedlichen Rohdatenformate machen eine Vorverarbeitung der Spektren notwendig, bevor sie von demselben Auswerteverfahren interpretiert werden können. Bei GRIPS 1 werden die Spektren zunächst je nach Abtastrichtung einer von zwei Gruppen zugeordnet. Die Spektren, die beginnend mit hohen Wellenlängen in Richtung niedrigerer Wellenlängen gemessen wurden, werden gespiegelt und beide Gruppen werden gestapelt, um die entsprechenden Summenspektren zu erhalten. Aufgrund des Getriebespiels des Schrittmotors decken sie nicht exakt denselben Wellenlängenbereich ab. Indem die Einträge des gespiegelten Summenspektrums schrittweise um das Äquivalent von 0 bis 29 Motorschritten verschoben und vom anderen Summenspektrum subtrahiert werden, erhält man dreißig mögliche Residuenspektren unterschiedlicher Länge. Ihr Absolutbetrag wird bestimmt und auf eine Einheitslänge normiert. Das Residuenspektrum mit dem niedrigsten Absolutbetrag wird identifiziert und die zugehörige Verschiebung wird als mittleres Getriebespiel identifiziert. Dieses liegt in der Regel bei 12 bis 15 Motorschritten. Unter der Einschränkung, dass bei der Hälfte der Spektren die ersten etwa 1,5 nm und bei der anderen Hälfte die letzten 1,5 nm ignoriert werden, decken nun alle Spektren in gleicher Weise denselben Wellenlängenbereich

ab. Auch die Spektren der anderen Instrumente werden beim Einlesen gestapelt. Bei GRIPS 3 und GRIPS 4 erfolgt zunächst noch keine weitere Verarbeitung. Bei den neuen Instrumenten ab GRIPS 5 erfolgt vor der weiteren Verarbeitung die Trennung der eigentlichen Spektren vom Dunkelstrom gemäß des in Kapitel 3 beschriebenen Verfahrens.

Für die Spektren der neuen Instrumente sowie für GRIPS 1 werden keine Wellenlängeninformationen gespeichert. Lediglich bei GRIPS 3 und GRIPS 4 können die mitgespeicherten Wellenlängen im weiteren Verlauf verwendet werden. Je nach Justierung des Monochromators können diese Wellenlängen jedoch einige Nanometer von den tatsächlichen Wellenlängen abweichen (s. Abbildung 3.18 c)). Daher werden die Spektren einer Nacht bei allen Instrumenten gestapelt, um sie soweit zu glätten, dass die Linienpositionen anhand der lokalen Maxima in der Intensität eindeutig identifiziert werden können. Sobald die einzelnen Linien identifiziert worden sind, können die Wellenlängen für das restliche Spektrum interpoliert werden. Es erfolgt eine abschließende Prüfung, ob insbesondere die für die Temperaturberechnung benötigten Linien $P_1(2)$, $P_1(3)$ und $P_1(4)$ korrekt bestimmt wurden. Ihr Abstand zueinander muss 8,9 nm, 10,0 nm und 18,9 nm betragen. Innerhalb einer Grenze von 0,6 nm sollten diese Abstände nach der Wellenlängenkalibration erreicht werden. Der Wert von 0,6 nm entspricht dabei etwa sechs Motorschritten von GRIPS 1, zwei bis drei Motorschritten von GRIPS 3 und GRIPS 4 sowie etwa 3 Pixeln bei den Instrumenten mit Zeilendetektor.

A.5 Kombination der Daten aus OPN und UFS

Die Entwicklung von Methoden zur Kombination von Datensätzen verschiedener Stationen steht wegen der in Kapitel 3 beschriebenen Abhängigkeit der Temperaturen von der geographischen Lage der Stationen noch am Anfang. Dennoch lassen sich die Daten der Stationen OPN und UFS bei Bedarf ohne größere Korrekturen zusammenfassen, wie Abbildung A.2 zeigt.

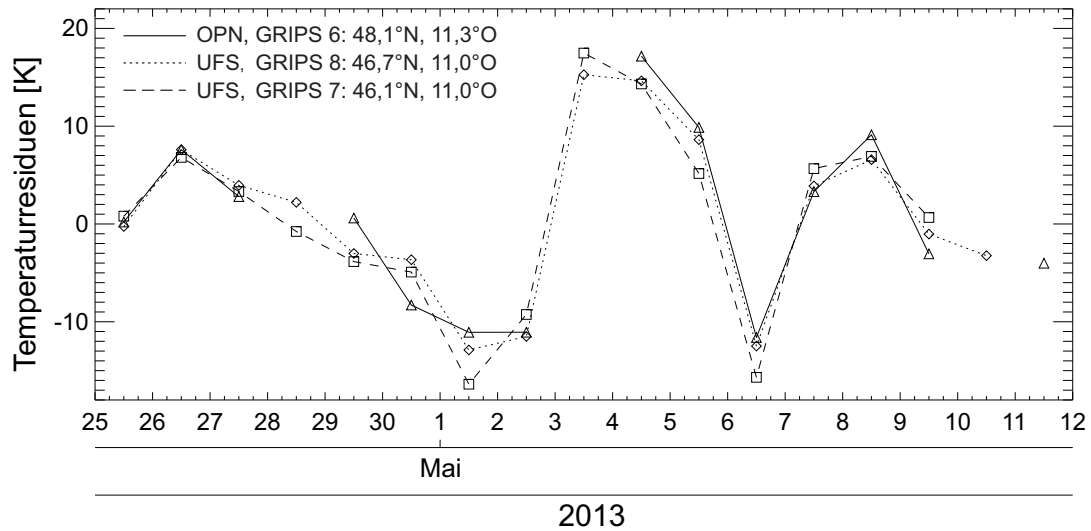


Abbildung A.2: Streuung der Temperaturnachtmittelwerte um den (bereits subtrahierten) Jahresgang für die GRIPS-Standorte OPN und UFS. Für die Analyse der erkennbaren Struktur wurden die Zeitreihen zu einer einzigen lückenlosen Zeitreihe zusammengefasst (s. Abbildung 4.8).

A.6 Fotografien

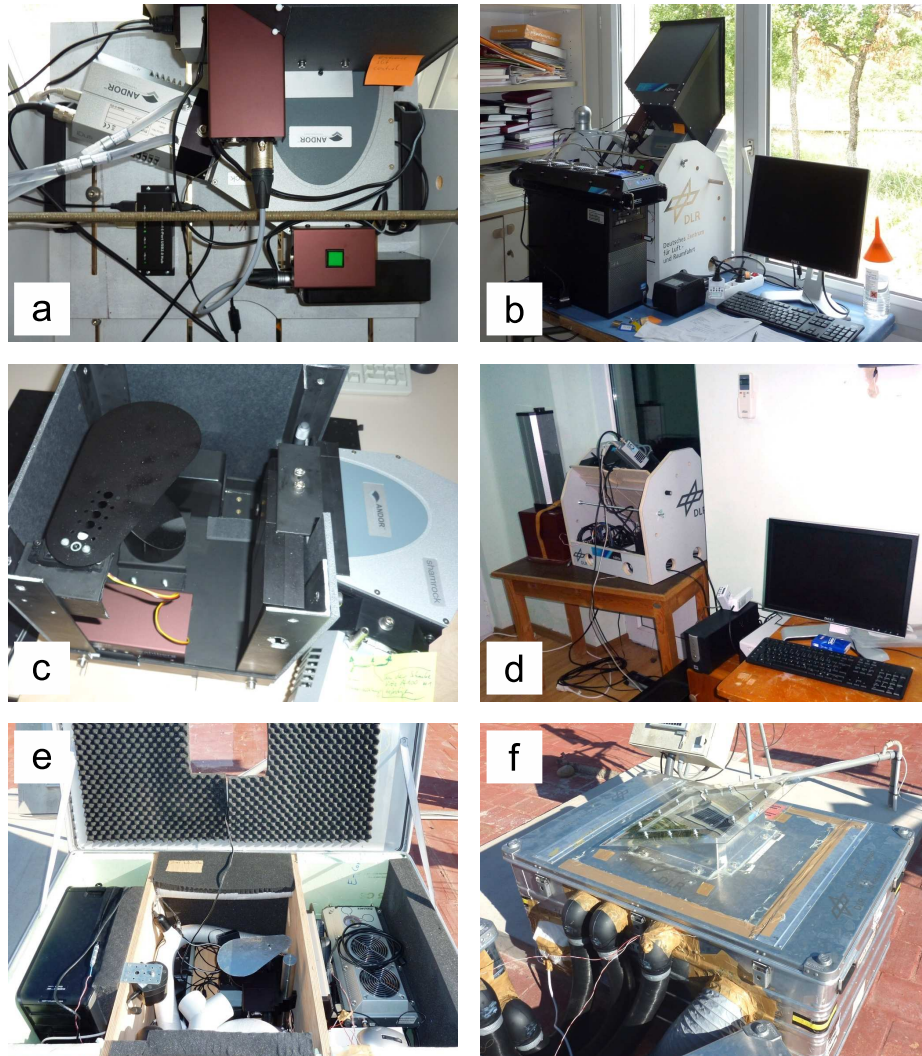


Abbildung A.3: Fotografien der in Kapitel 3 beschriebenen Spektrometerausführungen: a) Anordnung der Bauteile von GRIPS 12 (ohne Parabolspiegel) auf der Standardhalterung, b) in Gesamtansicht, c) Teilansicht GRIPS 15 mit Parabolspiegel, d) Gesamtansicht GRIPS 5 (mit Parabolspiegel), e) Innenansicht klimatisiertes Gehäuse für GRIPS 12, f) Außenansicht.

Literaturverzeichnis

- Abrams, M. C., Davis, S. P., Rao, M. L. P., Engleman, Jr., R., and Brault, J. W. (1994). High-resolution Fourier transform spectroscopy of the Meinel system of OH. *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 93:351–395.
- Andrews, D. (2010). *An Introduction to Atmospheric Physics*. 2nd ed., Cambridge University Press, Cambridge.
- Andrews, D. G., Holton, J. R., and Leovy, C. B. (1987). *Middle atmosphere dynamics*. 1st ed., Academic Press, New York.
- Anlauf, K., Macdonald, R., and Polanyi, J. (1968). Infrared chemiluminescence from $\text{h} + \text{o}_3$ at low pressure. *Chemical Physics Letters*, 1(13):619–622.
- Armstrong, E. B. (1982). The association of visible airglow features with a gravity wave. *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics*, 44:325–336.
- Azeem, S. M. I., Sivjee, G. G., Won, Y.-I., and Mutiso, C. (2007). Solar cycle signature and secular long-term trend in OH airglow temperature observations at South Pole, Antarctica. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 112:1305.
- Baker, D. J. (1974). Rayleigh, the unit for light radiance. *Applied Optics*, 13:2160–2163.
- Baker, D. J. and Romick, G. J. (1976). The rayleigh: interpretation of the unit in terms of column emission rate or apparent radiance expressed in SI units. *Applied Optics*, 15:1966–1968.
- Baker, D. J. and Stair, Jr., A. T. (1988). Rocket measurements of the altitude distributions of the hydroxyl airglow. *Physica Scripta*, 37:611–622.
- Bates, D. R. and Nicolet, M. (1950). The Photochemistry of Atmospheric Water Vapor. *Journal of Geophysical Research*, 55:301–327.
- Beig, G. (2011). Long-term trends in the temperature of the mesosphere/lower thermosphere region: 1. Anthropogenic influences. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 116(A15):0.

- Beig, G., Keckhut, P., Lowe, R. P., Roble, R. G., Mlynczak, M. G., Scheer, J., Fomichev, V. I., Offermann, D., French, W. J. R., Shepherd, M. G., Semenov, A. I., Remsberg, E. E., She, C. Y., Lübken, F. J., Bremer, J., Clemesha, B. R., Stegman, J., Sigernes, F., and Fadnavis, S. (2003). Review of mesospheric temperature trends. *Reviews of Geophysics*, 41:1015.
- Bittner, M., Höppner, K., Pilger, C., and Schmidt, C. (2010). Mesopause temperature perturbations caused by infrasonic waves as a potential indicator for the detection of tsunamis and other geo-hazards. *Natural Hazards and Earth System Sciences*, 10:1431–1442.
- Bittner, M., Offermann, D., and Graef, H. H. (2000). Mesopause temperature variability above a midlatitude station in Europe. *Journal of Geophysical Research*, 105:2045–2058.
- Bittner, M., Offermann, D., Graef, H.-H., Donner, M., and Hamilton, K. (2002). An 18-year time series of OH rotational temperatures and middle atmosphere decadal variations. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, 64:1147–1166.
- Bovensmann, H., Burrows, J. P., Buchwitz, M., Frerick, J., Noël, S., Rozanov, V. V., Chance, K. V., and Goede, A. P. H. (1999). SCIAMACHY: Mission Objectives and Measurement Modes. *Journal of Atmospheric Sciences*, 56:127–150.
- Brasseur, G. P. and Solomon, S. (2005). *Aeronomy of the Middle Atmosphere: Chemistry and Physics of the Stratosphere and Mesosphere*. 3rd ed., Springer, Berlin.
- Carruthers, G. R., Page, T., and Meier, R. R. (1976). Apollo 16 Lyman alpha imagery of the hydrogen geocorona. *Journal of Geophysical Research*, 81:1664–1672.
- Chapman, S. (1930). On ozone and atomic oxygen in the upper atmosphere. *Philosophical Magazine Series 7*, 10:64:369–383.
- Chapman, S. (1939). Notes on Atmospheric Sodium. *Astrophysical Journal*, 90:390.
- Clemesha, B., Simonich, D., Batista, P., Vondrak, T., and Plane, J. M. C. (2004). Negligible long-term temperature trend in the upper atmosphere at 23degS. *Journal of Geophysical Research (Atmospheres)*, 109:5302.
- Clemesha, B., Takahashi, H., Simonich, D., Gobbi, D., and Batista, P. (2005). Experimental evidence for solar cycle and long-term change in the low-latitude MLT region. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, 67:191–196.

- Cnossen, I., Harris, M. J., Arnold, N. F., and Yiğit, E. (2009). Modelled effect of changes in the CO₂ concentration on the middle and upper atmosphere: Sensitivity to gravity wave parameterization. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, 71:1484–1496.
- Coxon, J. A. (1980). Optimum molecular constants and term values for the $X^2\Pi(\nu \leq 5)$ and $A^2\Sigma^+(\nu \leq 3)$ states of OH. *Canadian Journal of Physics*, 58:933–949.
- Crutzen, P. J. (1971). Energy Conversions and Mean Vertical Motions in the High Latitude Summer Mesosphere and Lower Thermosphere. In G. Fiocco, editor, *Mesospheric Models and Related Experiments*, volume 25 of *Astrophysics and Space Science Library*, page 78.
- Dalgarno, A. (1963). Vibrationally excited molecules in atmospheric reactions. *Planetary and Space Science*, 10:19.
- Duncan, R. A. (1960). Photometric Observations of 5577 Å and 6300 Å Airglow during the I.G.Y. *Australian Journal of Physics*, 13:633.
- Dyrland, M. E. and Sigernes, F. (2007). An update on the hydroxyl airglow temperature record from the Auroral Station in Adventdalen, Svalbard (1980–2005). *Canadian Journal of Physics*, 85:143–151.
- Espy, P. J. and Hammond, M. R. (1995). Atmospheric transmission coefficients for hydroxyl rotational lines used in rotational temperature determinations. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 54:879–889.
- Espy, P. J. and Stegman, J. (2002). Trends and variability of mesospheric temperature at high-latitudes. *Physics and Chemistry of the Earth*, 27:543–553.
- Fagundes, P. R., Takahashi, H., Sahai, Y., and Gobbi, D. (1995). Observations of gravity waves from multispectral mesospheric nightglow emissions observed at 23degS. *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics*, 57:395–405.
- Fleming, E. L., Chandra, S., Barnett, J. J., and Corney, M. (1990). Zonal mean temperature, pressure, zonal wind and geopotential height as functions of latitude. *Advances in Space Research*, 10:11–59.
- French, W. J. R. and Burns, G. B. (2004). The influence of large-scale oscillations on long-term trend assessment in hydroxyl temperatures over Davis, Antarctica. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, 66:493–506.
- French, W. J. R., Burns, G. B., Finlayson, K., Greet, P. A., Lowe, R. P., and Williams, P. F. B. (2000). Hydroxyl (6-2) airglow emission intensity ratios for rotational temperature determination. *Annales Geophysicae*, 18:1293–1303.

- French, W. J. R. and Klekociuk, A. R. (2011). Long-term trends in Antarctic winter hydroxyl temperatures. *Journal of Geophysical Research (Atmospheres)*, 116:0.
- Garcia, F. J., Taylor, M. J., and Kelley, M. C. (1997). Two-dimensional spectral analysis of mesospheric airglow image data. *Applied Optics*, 36:7374–7385.
- Garcia, R. F., Bruinsma, S., Lognonné, P., Doornbos, E., and Cachoux, F. (2013). GOCE: The first seismometer in orbit around the Earth. *Geophysical Research Letters*, 40:1015–1020.
- Gerndt, R. (1986). *Untersuchung der Temperatur in der oberen Mesosphäre mit Infrarot-Spektrometern*. Dissertation. WU B-DI 86-2, Bergische Universität-Gesamthochschule Wuppertal, Wuppertal.
- Goldman, A., Schoenfeld, W. G., Goorvitch, D., Chackerian, Jr., C., Dothe, H., Mélen, F., Abrams, M. C., and Selby, J. E. A. (1998). Updated line parameters for OH X²II-X²II (ν'' , ν') transitions. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 59:453–469.
- Graef, H.-H. (1991). *Bestimmung der Variabilität der Mesopausentemperatur aus OH*-Emissionen*. Diplomarbeit. WU D-91-23, Bergische Universität-Gesamthochschule Wuppertal, Wuppertal.
- Grebenschikov, S. Y., Qu, Z.-W., Zhu, H., and Schinke, R. (2007). New theoretical investigations of the photodissociation of ozone in the Hartley, Huggins, Chappuis, and Wulf bands. *Physical Chemistry Chemical Physics (Incorporating Faraday Transactions)*, 9:2044.
- Hannwald, P. (2014). *Aufbau eines Infrarotkamarasystems zur Messung von atmosphärischen Schwerewellen und Infraschall im OH-Nachtleuchten*. Masterarbeit. Universität Augsburg, Augsburg.
- Hauchecorne, A. and Chanin, M.-L. (1980). Density and temperature profiles obtained by lidar between 35 and 70 km. *Geophysical Research Letters*, 7:565–568.
- Hedin, A. E. (1991). Extension of the msis thermosphere model into the middle and lower atmosphere. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 96(A2):1159–1172.
- Hedin, A. E., Fleming, E. L., Manson, A. H., Schmidlin, F. J., Avery, S. K., Clark, R. R., Franke, S. J., Fraser, G. J., Tsuda, T., Vial, F., and Vincent, R. A. (1996). Empirical wind model for the upper, middle and lower atmosphere. *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics*, 58:1421–1447.

- Hennum, E. A. (2013). *A new algorithm for remote sensing mesopause temperatures using the hydroxyl airglow*. Master's thesis, Norwegian University of Science and Technology, Trondheim.
- Herzberg, G. (1950). *Molecular spectra and molecular structure. Vol.1: Spectra of diatomic molecules*. Van Nostrand Reinhold, New York, 2nd ed.
- Holton, J. (2004). *An Introduction to Dynamic Meteorology*. Number Bd. 1 in *An Introduction to Dynamic Meteorology*. Elsevier Academic Press.
- Holtzclaw, K. W., Person, J. C., and Green, B. D. (1993). Einstein coefficients for emission from high rotational states of the OH(X²Pi) radical. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 49:223–235.
- Höppner, K. (2009). *Beobachtung des Hydroxyl (OH*)-Airglow: Untersuchung von Klimasignalen und atmosphärischen Wellen*. Dissertation. Julius-Maximilians-Universität Würzburg, Würzburg.
- Höppner, K. and Bittner, M. (2007). Evidence for solar signals in the mesopause temperature variability? *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, 69:431–448.
- Humphreys, C. J. (1953). The first spectrum of mercury in the region between 1.3 and 2.0 micrometers. *Journal of the Optical Society of America (1917-1983)*, 43:1027.
- Hunten, D. M., Roach, F. E., and Chamberlain, J. W. (1956). A photometric nit lot the airglow and aurora. *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics*, 8:345–346.
- Kaufmann, M., Lehmann, C., Hoffmann, L., Funke, B., López-Puertas, M., Savigny, C. V., and Riese, M. (2008). Chemical heating rates derived from SCIA-MACHY vibrationally excited OH limb emission spectra. *Advances in Space Research*, 41:1914–1920.
- Kou, L., Labrie, D., and Chylek, P. (1993). Refractive indices of water and ice in the 0.65- to 2.5-micron spectral range. *Applied Optics*, 32:3531–3540.
- Kouahla, M., Moreels, G., Faivre, M., Clairemidi, J., Meriwether, J., Lehmacher, G., Vidal, E., and Veliz, O. (2010). 3d imaging of the oh mesospheric emissive layer. *Advances in Space Research*, 45(2):260 – 267.
- Krassovsky, V. I., Shefov, N. N., and Yarin, V. I. (1962). Atlas of the airglow spectrum 3000-12400 Å. *Planetary and Space Science*, 9:883.

- Krueger, D. A. and She, C.-Y. (2009). Seasonal variability in mesopause region temperatures over Fort Collins, CO (41degN, 105degW) based on lidar observations, 1990 through 2007. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, 71:1565–1570.
- Kvifte, G. (1959). Nightglow observations at Ås during the I.G.Y. *Series Det Norske videnskaps-akademi i Oslo. Geofysiske publikasjoner. Geophysica Norvegica.*, 20(12):1–15.
- Lange, G. (1982). *Messung der Infrarotemissionen von OH* und O2 in der Mesosphäre.* Dissertation. WU B-DI 82-3, Bergische Universität-Gesamthochschule Wuppertal, Wuppertal.
- Langhoff, S. R., Werner, H.-J., and Rosmus, P. (1986). Theoretical transition probabilities for the OH Meinel system. *Journal of Molecular Spectroscopy*, 118:507–529.
- Laštovička, J., Akmaev, R., Beig, G., Bremer, J., and Emmert, J. (2006). Global change in the upper atmosphere. *Science*, 314(5803):1253–1254.
- Le Pichon, A., Blanc, E., Assink, J. D., Ceranna, L., Pilger, C., Ross, O., Keckhut, P., Hauchecorne, A., Schmidt, C., Bittner, M., Wuest, S., Rüfenacht, R., Kaempfer, N., and Smets, P. (2013). Upper atmospheric processes as measured by collocated Lidar, infrasound, radiometer and airglow measurements. *AGU Fall Meeting Abstracts*, page B2505.
- Leinert, C., Bowyer, S., Haikala, L. K., Hanner, M. S., Hauser, M. G., Levasseur-Regourd, A.-C., Mann, I., Mattila, K., Reach, W. T., Schlosser, W., Staude, H. J., Toller, G. N., Weiland, J. L., Weinberg, J. L., and Witt, A. N. (1998). The 1997 reference of diffuse night sky brightness. *Astronomy and Astrophysics*, 127:1–99.
- Liljequist, G. H. and Cehak, K. (2006). *Allgemeine Meteorologie.* Springer.
- Lopez-Moreno, J. J., Rodrigo, R., Moreno, F., Lopez-Puertas, M., and Molina, A. (1987). Altitude distribution of vibrationally excited states of atmospheric hydroxyl at levels $v = 2$ to $v = 7$. *Planetary and Space Science*, 35:1029–1038.
- Lord Rayleigh (1930). Absolute Intensity of the Aurora Line in the Night Sky, and the Number of Atomic Transitions Required to Maintain It. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A*, 129:458–467.
- Lord Rayleigh (1931). On a night sky of exceptional brightness, and on the distinction between the polar aurora and the night sky. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Containing Papers of a Mathematical and Physical Character*, pages 376–381.

- Lowe, R. P. (1969). Interferometric Spectra of the Earth's Airglow (1.2 to 1.6 μm). *Royal Society of London Philosophical Transactions Series A*, 264:163–169.
- Lübken, F.-J. (2000). Nearly zero temperature trend in the polar summer mesosphere. *Geophysical Research Letters*, 27:3603–3606.
- Lübken, F.-J. (2001). No long term change of the thermal structure in the mesosphere at high latitudes during summer. *Advances in Space Research*, 28(7):947–953.
- Makela, J. J., Lognonné, P., Hébert, H., Gehrels, T., Rolland, L., Allgeyer, S., Kherani, A., Occhipinti, G., Astafyeva, E., Coisson, P., Loevenbruck, A., Clévéde, E., Kelley, M. C., and Lamouroux, J. (2011). Imaging and modeling the ionospheric airglow response over Hawaii to the tsunami generated by the Tohoku earthquake of 11 March 2011. *Geophysical Research Letters*, 38:0.
- Marsh, D. R., Smith, A. K., Mlynczak, M. G., and Russell, J. M. (2006). SABER observations of the OH Meinel airglow variability near the mesopause. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 111(A10):10.
- McDade, I. C. (1991). The altitude dependence of the OH(X2Pi) vibrational distribution in the nightglow - Some model expectations. *Planetary and Space Science*, 39:1049–1057.
- McDade, I. C. and Llewellyn, E. J. (1987). Kinetic parameters related to sources and sinks of vibrationally excited OH in the nightglow. *Journal of Geophysical Research*, 92:7643–7650.
- McDade, I. C., Llewellyn, E. J., Murtagh, D. P., and Greer, R. G. H. (1987). ETON 5 - Simultaneous rocket measurements of the OH Meinel Delta = 2 sequence and (8,3) band emission profiles in the nightglow. *Planetary and Space Science*, 35:1137–1147.
- Meinel, A. B. (1948). The Near-Infrared Spectrum of the Night Sky and Aurora. *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 60:373.
- Meinel, A. B. (1950a). Hydride Emission Bands in the Spectrum of the Night Sky. *Astrophysical Journal*, 111:207.
- Meinel, A. B. (1950b). Identification of the 6560 Å Emission in the Spectrum of the Night Sky. *Astrophysical Journal*, 111:433.
- Meinel, I, A. B. (1950c). OH Emission Bands in the Spectrum of the Night Sky. I. *Astrophysical Journal*, 111:555.
- Meinel, II, A. B. (1950d). OH Emission Bands in the Spectrum of the Night Sky. II. *Astrophysical Journal*, 112:120.

- Mies, F. H. (1974). Calculated vibrational transition probabilities of OH($X^2\Pi$). *Journal of Molecular Spectroscopy*, 53:150–188.
- Moreels, G., Clairemidi, J., Faivre, M., Mougins-Sisini, D., Kouahla, M., Meriwether, J., Lehmacher, G., Vidal, E., and Veliz, O. (2008). Stereoscopic imaging of the hydroxyl emissive layer at low latitudes. *Planetary and Space Science*, 56(11):1467 – 1479.
- Moreels, G., Jones, A. V., and Blamont, J. E. (1973). Balloon observations of the 8-6 OH band in the day and night airglow. *Planetary and Space Science*, 21:1945–1955.
- Mulligan, F. J. and Galligan, J. M. (1995). Mesopause temperatures calculated from the O₂($\alpha^1\Delta_g$) twilight airglow emission recorded at Maynooth (53.2degN, 6.4degW). *Annales Geophysicae*, 13:558–566.
- Mulligan, F. J., Horgan, D. F., Galligan, J. G., and Griffin, E. M. (1995). Mesopause temperatures and integrated band brightnesses calculated from airglow OH emissions recorded at Maynooth (53.2degN, 6.4degW) during 1993. *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics*, 57:1623–1637.
- Nelson, Jr., D. D., Schiffman, A., Nesbitt, D. J., Orlando, J. J., and Burkholder, J. B. (1990). H + O₃ Fourier-transform infrared emission and laser absorption studies of OH($X^2\Pi$) radical - An experimental dipole moment function and state-to-state Einstein A coefficients. *Journal of Chemical Physics*, 93:7003–7019.
- Offermann, D., Donner, M., Knieling, P., and Naujokat, B. (2004). Middle atmosphere temperature changes and the duration of summer. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, 66:437–450.
- Offermann, D., Gusev, O., Donner, M., Forbes, J. M., Hagan, M., Mlynarczyk, M. G., Oberheide, J., Preusse, P., Schmidt, H., and Russell, J. M. (2009). Relative intensities of middle atmosphere waves. *Journal of Geophysical Research (Atmospheres)*, 114(D13):6110.
- Offermann, D., Hoffmann, P., Knieling, P., Koppmann, R., Oberheide, J., and Steinbrecht, W. (2010). Long-term trends and solar cycle variations of mesospheric temperature and dynamics. *Journal of Geophysical Research (Atmospheres)*, 115(D14):18127.
- Offermann, D., Jarisch, M., Donner, M., Steinbrecht, W., and Semenov, A. (2006). Oh temperature re-analysis forced by recent variance increases. *Journal of atmospheric and solar-terrestrial physics*, 68(17):1924–1933.

- Ohoyama, H., Kasai, T., Yoshimura, Y., Kimura, H., and Kuwata, K. (1985). Initial distribution of vibration of the OH radicals produced in the $H + O_3 \rightarrow OH(X^2\Pi_{1/2,3/2}) + O_2$ reaction. Chemiluminescence by a crossed beam technique. *Chemical Physics Letters*, 118:263–266.
- Pendleton, Jr., W. R., Espy, P. J., and Hammond, M. R. (1993). Evidence for non-local-thermodynamic-equilibrium rotation in the OH nightglow. *Journal of Geophysical Research*, 98:11567.
- Peterson, A. W. (1979). Airglow events visible to the naked eye. *Applied Optics*, 18:3390–3393.
- Pichler, H. (1997). *Dynamik der Atmosphäre*. Hochschul-Taschenbuch. 3. Aufl., Spektrum Akademischer Verlag, Heidelberg.
- Pilger, C., Schmidt, C., and Bittner, M. (2013a). Statistical analysis of infrasound signatures in airglow observations: Indications for acoustic resonance. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, 93:70–79.
- Pilger, C., Schmidt, C., Streicher, F., Wüst, S., and Bittner, M. (2013b). Airglow observations of orographic, volcanic and meteorological infrasound signatures. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, 104:55–66.
- Plane, J. M. C., Saiz-Lopez, A., Allan, B. J., Ashworth, S. H., and Jenniskens, P. (2007). Variability of the mesospheric nightglow during the 2002 Leonid storms. *Advances in Space Research*, 39:562–566.
- Prölss, G. W. (2004). *Physik des erdnahen Weltraums. Eine Einführung*. 2. Aufl., Springer, Berlin.
- Reisin, E., Scheer, J., Dyrland, M., Sigernes, F., Deehr, C., Schmidt, C., Höppner, K., Bittner, M., Ammosov, P., Gavriljeva, G., Stegman, J., Perminov, V., Semenov, A., Knieling, P., Koppmann, R., Shiokawa, K., Lowe, R., López-González, M., Rodríguez, E., Zhao, Y., Taylor, M., Buriti, R., Espy, P., French, W., Eichmann, K.-U., Burrows, J., and von Savigny, C. (2014). Traveling planetary wave activity from mesopause region airglow temperatures determined by the network for the detection of mesospheric change (ndmc). *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, 119(0):71 – 82.
- Reisin, E. R. and Scheer, J. (2002). Searching for trends in mesopause region airglow intensities and temperatures at El Leoncito. *Physics and Chemistry of the Earth*, 27:563–569.
- Remsberg, E. E. (2009). Trends and solar cycle effects in temperature versus altitude from the Halogen Occultation Experiment for the mesosphere and upper stratosphere. *Journal of Geophysical Research (Atmospheres)*, 114(D13):12303.

- Roach, F. E. (1954). Diurnal and Seasonal Variation of the Airglow. *Proceedings of the National Academy of Science*, 40:950–956.
- Roble, R. G. and Dickinson, R. E. (1989). How will changes in carbon dioxide and methane modify the mean structure of the mesosphere and thermosphere? *Geophysical Research Letters*, 16:1441–1444.
- Rolland, L. M., Lognonné, P., Astafyeva, E., Alam Kherani, E., Kobayashi, N., Mann, M., and Mune Kane, H. (2011). The resonant response of the ionosphere imaged after the 2011 off the Pacific coast of Tohoku Earthquake. *Earth, Planets, and Space*, 63:853–857.
- Rothman, L. S., Jacquemart, D., Barbe, A., Chris Benner, D., Birk, M., Brown, L. R., Carleer, M. R., Chackerian, C., Chance, K., Coudert, L. H., Dana, V., Devi, V. M., Flaud, J.-M., Gamache, R. R., Goldman, A., Hartmann, J.-M., Jucks, K. W., Maki, A. G., Mandin, J.-Y., Massie, S. T., Orphal, J., Perrin, A., Rinsland, C. P., Smith, M. A. H., Tennyson, J., Tolchenov, R. N., Toth, R. A., Vander Auwera, J., Varanasi, P., and Wagner, G. (2005). The HITRAN 2004 molecular spectroscopic database. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 96:139–204.
- Rousselot, P., Lidman, C., Cuby, J.-G., Moreels, G., and Monnet, G. (2000). Night-sky spectral atlas of OH emission lines in the near-infrared. *Astronomy and Astrophysics*, 354:1134–1150.
- Sargoytchev, S. I., Brown, S., Solheim, B. H., Cho, Y.-M., Shepherd, G. G., and López-González, M. J. (2004). Spectral Airglow Temperature Imager (SATI): a Ground-Based Instrument for the Monitoring of Mesosphere Temperature. *Applied Optics*, 43:5712–5721.
- Scheer, J. (1987). Programmable tilting filter spectrometer for studying gravity waves in the upper atmosphere. *Applied Optics*, 26:3077–3082.
- Scheer, J. and Reisin, E. R. (2013). Simpson’s paradox in trend analysis: An example from El Leoncito airglow data. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 118:5223–5229.
- Schmidt, C., Höppner, K., and Bittner, M. (2013). A ground-based spectrometer equipped with an InGaAs array for routine observations of OH(3-1) rotational temperatures in the mesopause region. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, 102:125–139.
- Semenov, A. (2000). Long term temperature trends for different seasons by hydroxyl emission. *Physics and Chemistry of the Earth, Part B: Hydrology, Oceans and Atmosphere*, 25(5):525–529.

- She, C. and Krueger, D. A. (2009). Midlatitude long-term temperature trend deduced from 17 years of Na lidar observations and its relationships to solar cycle effects and an observed episodic response. *AGU Fall Meeting Abstracts*, page A690.
- She, C. Y. and Krueger, D. A. (2004). Impact of natural variability in the 11-year mesopause region temperature observation over Fort Collins, CO (41degN, 105degW). *Advances in Space Research*, 34:330–336.
- She, C. Y. and Lowe, R. P. (1998). Seasonal temperature variations in the mesopause region at mid-latitude: comparison of lidar and hydroxyl rotational temperatures using windiiuars oh Height profiles. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, 60:1573–1583.
- Shefov, N. (1969). Hydroxyl emission of the upper atmosphere i: the behaviour during a solar cycle, seasons and geomagnetic disturbances. *Planetary and Space Science*, 17(5):797–813.
- Sigernes, F., Shumilov, N., Deehr, C. S., Nielsen, K. P., SvenøE, T., and Havnes, O. (2003). Hydroxyl rotational temperature record from the auroral station in Adventdalen, Svalbard (78degN, 15degE). *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 108:1342.
- Smith, A. K. (2004). Physics and chemistry of the mesopause region. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, 66:839–857.
- Snively, J. B. (2013). Mesospheric hydroxyl airglow signatures of acoustic and gravity waves generated by transient tropospheric forcing. *Geophysical Research Letters*, 40:4533–4537.
- Snively, J. B., Pasko, V. P., and Taylor, M. J. (2010). OH and OI airglow layer modulation by ducted short-period gravity waves: Effects of trapping altitude. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 115(14):11311.
- Sridharan, R., Modi, N. K., Pallam Raju, D., Narayanan, R., Pant, T. K., Taori, A., and Chakrabarty, D. (1998). A multiwavelength daytime photometer - a new tool for the investigation of atmospheric processes. *Measurement Science and Technology*, 9:585–591.
- Steinfeld, J. I., Adler-Golden, S. M., and Gallagher, J. W. (1987). Critical Survey of Data on the Spectroscopy and Kinetics of Ozone in the Mesosphere and Thermosphere. *Journal of Physical and Chemical Reference Data*, 16:911–951.
- Stockwell, R. G. and Lowe, R. P. (2001). Airglow imaging of gravity waves, 1, Results from a small network of OH nightglow scanning imagers. *Journal of Geophysical Research*, 106:17185.

- Suzuki, H., Shiokawa, K., Tsutsumi, M., Nakamura, T., and Taguchi, M. (2008). Atmospheric gravity waves identified by ground-based observations of the intensity and rotational temperature of OH airglow. *Polar Science*, 2(1):1–8.
- Takahashi, H., Clemesha, B. R., and Sahai, Y. (1974). Nightglow OH $\nu=8, 3/$ band intensities and rotational temperature at 23 S. *Planetary and Space Science*, 22:1323–1329.
- Taylor, M. (2005). *Final Report of DURIP Grant No: F49620-02-1-0258: Development of an advanced OH mesospheric temperature mapper for correlative dynamical studies at the ALOMAR Arctic Observatory (69degN)*. Department of Defense, Wahsington, D.C.
- Turco, R. P. (1975). Photodissociation rates in the atmosphere below 100km. *Geophysical Surveys*, 2:153–192.
- Turnbull, D. N. and Lowe, R. P. (1983). Vibrational population distribution in the hydroxyl night airglow. *Canadian Journal of Physics*, 61:244–250.
- Turnbull, D. N. and Lowe, R. P. (1989). New hydroxyl transition probabilities and their importance in airglow studies. *Planetary and Space Science*, 37:723–738.
- Vallance Jones, A. and Gattinger, R. L. (1963). The seasonal variation and excitation mechanism of the $1.58\mu^1\Delta_g-^3\Sigma^-_g$ twilight airglow band. *Planetary and Space Science*, 11:961.
- van der Loo, M. P. J. and Groenenboom, G. C. (2007). Theoretical transition probabilities for the OH Meinel system. *Journal of Chemical Physics*, 126(11):114314.
- van Rhijn, P. J. (1921). On the brightness of the sky at night and the total amount of starlight. *Publications of the Kapteyn Astronomical Laboratory Groningen*, 31:1–83.
- von Savigny, C., Eichmann, K.-U., Llewellyn, E. J., Bovensmann, H., Burrows, J. P., Bittner, M., Höppner, K., Offermann, D., Taylor, M. J., Zhao, Y., Steinbrecht, W., and Winkler, P. (2004). First near-global retrievals of OH rotational temperatures from satellite-based Meinel band emission measurements. *Geophysical Research Letters*, 31:15111.
- von Savigny, C., McDade, I. C., Eichmann, K.-U., and Burrows, J. P. (2012). On the dependence of the OH* Meinel emission altitude on vibrational level: SCIAMACHY observations and model simulations. *Atmospheric Chemistry and Physics*, 12:8813–8828.

- Weatherhead, E. C., Reinsel, G. C., Tiao, G. C., Meng, X.-L., Choi, D., Cheang, W.-K., Keller, T., Deluisi, J., Wuebbles, D. J., Kerr, J. B., Miller, A. J., Oltmans, S. J., and Frederick, J. E. (1998). Factors affecting the detection of trends: Statistical considerations and applications to environmental data. *Journal of Geophysical Research*, 103:17149.
- Weatherhead, E. C., Stevermer, A. J., and Schwartz, B. E. (2002). Detecting environmental changes and trends. *Physics and Chemistry of the Earth*, 27:399–403.
- Wiens, R. H., Moise, A., Brown, S., Sargoytchev, S., Peterson, R. N., Shepherd, G. G., Lopez-Gonzalez, M. J., Lopez-Moreno, J. J., and Rodrigo, R. (1997). SATI: a spectral airglow temperature imager. *Advances in Space Research*, 19:677–680.
- Wiens, R. H., Zhang, S.-P., Peterson, R. N., and Shepherd, G. G. (1991). MORTI - A mesopause oxygen rotational temperature imager. *Planetary and Space Science*, 39:1363–1375.
- Yao, I. G. (1962). Observations of the Night Airglow: 1 July 1957-31 December 1959. In I. G. Yao, editor, *New York: Pergamon Press*, volume XXIV.

Danksagung

An erster Stelle gilt mein ausdrücklicher Dank Herrn Prof. Dr. Michael Bittner für die gleichsam fordernde wie fördernde Betreuung der vorliegenden Arbeit. In vielen Diskussionen wurden auf diese Weise unzählige Ideen geboren, in Angriff genommen und vielfach erfolgreich umgesetzt. Ebenso gebührt Herrn Prof. Dr. Siegfried Horn mein Dank für die Übernahme des Zweitgutachtens dieser Arbeit.

In meine Zeit in der Abteilung Atmosphäre am DFD fiel die eine oder andere Umstrukturierung. Dabei hatte ich das Glück, jedem meiner Teamleiter, Dr. Frank Baier, Dr. Kathrin Höppner und Dr. Sabine Wüst, gleichermaßen vollste Unterstützung für meine Arbeiten erhalten zu haben.

Stellvertretend für die vielen Teammitglieder, mit denen ich in dieser Zeit zusammengearbeitet habe, möchte ich mich bei denjenigen bedanken, mit denen ich über viele Jahre das Büro teilen durfte: Dr. Christoph Pilger, Sabrina Lichtenstern, Verena Wendt und Lisa Küchelbacher. Denn sie waren es, die mich in den schlechten Zeiten getragen und in den viel längeren guten Zeiten ebenso geduldig ertragen haben. Hinzu kommen jene, mit denen ich während diverser Messkampagnen gemeinsam viele Tage, Nächte oder gar Wochen auf Messkampagnen verbracht habe: Patrick Hannawald, Thomas Offenwanger, Dr. Julian Meyer-Arne, Dr. Ricarda Kramer und nicht zuletzt Paul Wachter.

Dem Heer der hier ungenannten Kolleginnen (Dr. Oleg Goussev, Florian Streicher, u.v.m.) sei gesagt, dass ich auch sie nicht vergessen habe.

Dr. Tim Dunker und Prof. Dr. Ulf-Peter Hoppe danke ich für den gemeinsamen Vergleich der Na-Lidar-Daten aus ALOMAR und Dr. Axel Amediek für die Berechnungen der atmosphärischen Transmission auf Basis der HITRAN-Datenbank.

Für die unzähligen Ratschläge, die ich von vielen Seiten innerhalb des NDMC erfahren habe, möchte ich stellvertretend Herrn Dr. Jürgen Scheer vom Instituto de Astronomía y Física del Espacio des Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas (CONICET-IAFE) für seine faszinierenden und inspirierenden Einsichten danken. Herrn Prof. em. Dr. Volker Mohnen danke ich zudem für ungezählte Ermutigungen und Ermahnungen, die Qualitätssicherung nicht zu vernachlässigen. Herrn Prof. em. Dr. Robert P. Lowe von der University of Western Ontario danke ich für seine unverwechselbare Art und Aufmunterungen: „Carsten, I’m afraid that was already wrong, when I claimed it at the end of the 1960s.“

ISSN 1434-8454

ISRN DLR-FB--2016-49